

Министерство образования Российской Федерации

Уральский государственный университет
им. А.М.Горького

Ф И З И К А К О С М О С А

**Труды 29-й международной
студенческой научной конференции**

31 января – 4 февраля 2000 г.

Екатеринбург
2000

52
Ф 503
УДК 524.4

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Физика Космоса: Труды 29-й междунар. студ. науч. конф., Екате-
ринбург, 31 янв. – 4 февр. 2000 г. Екатеринбург: УрГУ, 2000. 152 с.

Редколлегия

А.Е.Василевский (отв. ред.), П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов, С.В.Салий,
Е.И.Старицин, Н.Б.Фролова (Уральский университет); К.В.Холщевников
(Санкт-Петербургский университет)

1 3 5 6 4 4 5

© Уральский государственный
университет, 2000

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
Уральского Госуниверситета
г.Екатеринбург

ФИЗИКА КОСМОСА
29-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

31 января – 4 февраля 2000 г.

Коуровка, Россия

Научный организационный комитет

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов (Уральский ГУ), А.В.Миронов (ГАИШ МГУ), Л.В.Рыхлова, М.А.Смирнов (Ин-т астрономии РАН), Е.И.Старицин (Уральский ГУ), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН), Б.М.Шустов (Ин-т астрономии РАН).

Жюри конкурса студенческих научных работ

К.В.Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский ГУ), Л.В.Рыхлова (Ин-т астрономии РАН), Н.А.Сахибуллин (Казанский ГУ), А.В.Хоперсков (Волгоградский ГУ), В.М.Чечеткин (ИПМ РАН).

Финансовая поддержка

Федеральная целевая программа "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы".

Российский фонд фундаментальных исследований.

Евразийское астрономическое общество.

Комитет по делам молодежи Администрации Октябрьского района г. Екатеринбурга.

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского университета.

31 января, понедельник, ауд. 15

15.00–15.30. Открытие конференции (выступления председателя Головного совета по астрономии К.В.Холщевникова, директора Астрономической обсерватории П.Е.Захаровой).

Председатель **К.В.Холщевников, д-р физ.-мат. наук**

15.30–16.15. Г.С.Бисноватый-Коган (д-р физ.-мат. наук, ИКИ РАН).

Магнитные поля нейтронных звёзд: пульсары, рентгеновские источники и магнетары.

16.15–17.00. М.Г.Мингалиев (канд. физ.-мат. наук, САО РАН).
Радиопеременность внегалактических объектов.

17.00–17.15. Перерыв.

17.15–17.30. А.В. Рубинов (4 курс, СПбГУ).

Изменения орбитальных периодов двойных пульсаров под влиянием эффекта гравитационного поля Галактики.

17.30–17.45. А.В.Чернова (3 курс, КГУ), Л.Филиппова (КГУ).

Определение $\log g$ у звезд солнечного типа методом ионизационного равновесия.

17.45–18.00. С.В.Гигинейшвили (6 курс, ЧГУ).

Коллапс магнитных вращающихся межзвездных облаков.

18.00–18.45. М.А.Смирнов (Ин-т астрономии РАН), Л.В.Рыхлова (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН).

Оптическая интерферометрия — новые возможности в познании Вселенной.

1 февраля, вторник, ауд. 15

Председатель

Л.В.Рыхлова, д-р физ.-мат. наук

- 14.30–15.15. **Б.М.Шустов** (д-р физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН), **Д.З.Вибе** (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН).
Модель Галактической эволюции.
- 15.15–16.00. **В.М.Чечеткин** (д-р физ.-мат. наук, ИПМ РАН)
Структура течения в тесных двойных системах и проблема аккреционного диска.
- 16.00–16.15. **М.М.Тартаковский** (5 курс, ЧГУ).
Моделирование коллапса и фрагментации межзвездных молекулярных облаков.
- 16.15–16.30. **А.Ю.Варьяс** (5 курс, ТГУ), **Г.О.Рябова** (канд. физ.-мат. наук, ТГУ).
Математическое моделирование влияния вращения родительского тела и анизотропии выброса на структуру метеорного потока.
- 16.30–16.45. Перерыв.
- 16.45–17.00. **Е.А.Чуланова** (5 курс, ВолГУ).
О механизме образования баров в несимметричном потенциале.
- 17.00–17.15. **А.Б.Островский** (5 курс, УрГУ).
Влияние пылевого окружения на накачку метанольных мазеров II класса.
- 17.15–17.30. **А.А.Ситникова**, **Ю.А.Никитонов**, **А.Е.Ожигбесов** (2 курс, УрГУ).
Временные изменения напряженности магнитного поля в солнечных пятнах.
- 17.30–17.45. **Д.Н.Дубкова** (4 курс, СПбГУ).
Моделирование кривых межзвездного поглощения с учетом распространенностей химических элементов в космосе.
- 17.45–18.00. **Ф.А.Хаметшин**, **А.Л.Алексеев** (5 курс, КГУ).
Современные технологии и методы установления административных границ субъектов РФ.
- 18.00–18.45. **А.В.Сергеев** (канд. техн. наук, МЦ АМЭИ).
Астрономические комплексы на пике Терскол.

2 февраля, среда, ауд. 15

Секция "Астрофизика"

Председатель

Б.М.Шустов, д-р физ.-мат. наук

- 10.00–10.15. **К.И.Чурюмов** (д-р физ.-мат. наук, КНУ).
Наблюдение солнечной короны и ее структура 11 августа 1999 г.
- 10.15–10.30. **Д.З.Вибе** (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН),
У.Д.Ватсон (Иллинойский ун-т).
Поляризация света звезд в плотных межзвездных облаках.
- 10.30–10.45. **К.Е.Степанов** (ст. преп., ЧГУ).
Ионизационно-тепловая неустойчивость в замагниченных межзвездных облаках.
- 10.45–11.00. **М.В.Барков** (ГАИШ МГУ).
Тепловая эволюция объекта Торна-Житковой.
- 11.00–11.15. **А.А.Ибрагимов** (аспирант, КГУ).
Определение параметров сверхмягких рентгеновских источников с помощью высокотемпературных ЛТР-моделей атмосфер.
- 11.15–11.30. **О.С.Угольников** (аспирант, АКЦ Физического ин-та РАН), **В.Г.Курт** (АКЦ Физического ин-та РАН).
Поиск возможного мезолинзирования космических гамма-всплесков.
- 11.30–11.45. Перерыв.
- 11.45–12.00. **П.А.Тараканов** (аспирант, СПбГУ).
Фрактальная размерность распределения гамма-всплесков на небесной сфере.
- 12.00–12.15. **У.Ш.Баязитов** (канд. физ.-мат. наук, БашГУ), **А.К.Галиев** (аспирант, БашГУ).
Содержание железа у Солнца, Веги, Арктура и Проциона.
- 12.15–12.30. **Г.Н.Дремова** (аспирант, УрГУ), **М.А.Свечников** (доктор физ.-мат. наук, АО УрГУ).
Статистические исследования эволюционного родства тесных двойных звезд типов РГП, \sim KW, KW и КР.
- 12.30–12.45. **Ю.Ю.Ковалев** (аспирант, АКЦ Физического ин-та РАН).
Метод РСДБ во внегалактической астрономии.
- 12.45–13.00. **М.А.Воронков** (аспирант, АКЦ Физического ин-та РАН).
Предварительные результаты наблюдений ОН мазера W48 на космическом РСДБ.
- 13.00–13.20. **Н.А.Сахибуллин** (д-р физ.-мат. наук, КГУ).
Казанский телескоп диаметром 1.5 метра: современное состояние.

2 февраля, среда, ауд. 4

Секция "Солнечная система и небесная механика"

Председатель

М.А.Смирнов

- 10.00–10.45. Л.Е.Быкова (канд. физ.-мат. наук, ТГУ), Т.Ю.Галушина (аспирант, ТГУ).
Динамика околоземных астероидов.
- 10.45–11.00. О.П.Быков (канд. физ.-мат. наук, Пулковская АО РАН).
К двухсотлетию открытия первой малой планеты.
- 11.00–11.15. А.И.Захаров (ГАИШ МГУ), А.В.Миронов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ).
Птолемей или Кеплер? (Правы ли новые хронологи?)
- 11.15–11.30. Л.К.Малышева (м.н.с., АО УрГУ), А.И.Малышев (канд. физ.-мат. наук, Ин-т геофизики УрО РАН).
Образование каналов истечения и сетевых долин на Марсе.
- 11.30–11.45. Перерыв.
- 11.45–12.00. М.А.Смирнов, С.И.Барабанов (Ин-т астрономии РАН).
Наблюдения крупных тел в метеорных потоках.
- 12.00–12.15. Н.Б.Железнов (м.н.с., ИПА РАН).
Исследование двойственности астероида 1996 FG₃.
- 12.15–12.30. А.В.Греб (аспирант, СПбГУ), Э.Д.Кузнецов (канд. физ.-мат. наук, УрГУ).
О новом методе разложения возмущающей функции.
- 12.30–12.45. Л.Е.Быкова (канд. физ.-мат. наук, ТГУ), Т.Ю.Галушина (аспирант, ТГУ).
Прикладная программная система для моделирования движения астероидов.
- 12.45–13.00. С.А.Орлов (аспирант, СПбГУ).
Изучение характеристик совместного движения двух ИСЗ.
- 13.00–13.15. Н.О.Комарова (аспирант, Пулковская АО РАН).
О значении скоростей изменения координат астероидов при их отождествлении и вычислении эфемерид.
- 13.15–13.30. Н.С.Бахтигараев (Ин-т астрономии РАН).
Наблюдения ИСЗ на Звенигородской обсерватории Института астрономии РАН.

2 февраля, среда, ауд. 15

Председатель

А.В.Миронов, канд. физ.-мат. наук

- 14.30–15.15. К.В.Холщевников (д-р физ.-мат. наук, СПбГУ).
Устойчивость слабозмущенных гравитирующих систем.
- 15.15–16.00. К.И.Чурюмов (д-р физ.-мат. наук, КНУ).
Теория крупномасштабных структур плазменных хвостов комет.
- 16.00–16.15. Е.В.Кузнецов (4 курс, СПбГУ), А.И.Шапиро (1 курс, СПбГУ).
Планета звезды HD 209458 и ее возможные спутники.
- 16.15–16.30. В.П.Титаренко (5 курс, ТГУ).
Численное моделирование общей задачи n тел в системе компьютерной алгебры *Mathematica*.
- 16.30–16.45. Перерыв.
- 16.45–17.00. Г.М.Госьков (4 курс, УрГУ).
Оценки масс объектов, связанных с "линейными" мазерами метанола II класса.
- 17.00–17.15. Д.Н.Дроздова (6 курс, МГУ).
Неинерциальная система отсчета двойных нейтронных звезд.
- 17.15–17.30. В.М.Малеев (2 курс, СПбГУ).
Определение высоты радиоисточника над поверхностью Солнца.
- 17.30–17.45. А.В.Кожевникова (4 курс, УрГУ).
Автоматизированное построение кривой блеска затменной СМ Дракона.
- 17.45–18.00. Т.Ю.Беляева (6 курс, ЧГУ).
МГД α -модель аккреционных дисков.
- 18.00–18.45. В.Ф.Есипов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ).
ПЗС для астрономических наблюдений: аппаратура ГАИШ.

3 февраля, четверг, ауд. 15

Председатель

В.М. Чечеткин, д-р физ.-мат. наук

- 14.30–15.15. А.В.Хоперсков (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ).
Структура плоских галактик. Численное моделирование.
- 15.15–16.00. В.В.Мусцевой (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ).
Влияние высвечивания на неустойчивые моды струйных выбросов из активных ядер галактик.
- 16.00–16.45. А.Е.Дудоров (д-р физ.-мат. наук, ЧГУ), А.Г.Жилкин (ст. преп., ЧГУ).
Астрофизические автомодельные течения.
- 16.45–17.00. Перерыв.
- 17.00–17.45. А.М.Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ).
Молекулярные мазеры и межзвездные ударные волны.
- 17.45–18.30. А.В.Миронов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ).
Триумф и уроки космического эксперимента
HIPPARCOS.
- 18.30–18.45. Закрытие конференции.

1 февраля, вторник

12.00–13.00. Секция стендовых докладов.

1. **А.В.Багров** (канд. физ.-мат. наук, Ин-т астрономии РАН), **Л.В.Миляева** (Ин-т астрономии РАН).
Метеорная астрономия XXI века.
2. **У.Ш.Баязитов** (канд. физ.-мат. наук, БашГУ).
Что дали солнечные затмения науке?
3. **М.С.Березан** (6 курс, УрГУ).
Оптические толщины в линиях ионизованного кальция H и K CaII, измеренные во фрагментах протуберанцев с большими лучевыми скоростями.
4. **И.И.Бондаренко** (канд. физ.-мат. наук, УрГПУ), **Е.Л.Перевозкина** (канд. физ.-мат. наук, УрГПУ).
Потеря вещества в контактных двойных системах ранних спектральных классов.
5. **А.В.Будницкий** (4 курс, УрГУ), **Д.М.Хайдукова** (4 курс, УрГУ).
Представление графической информации дистанционного зондирования из космоса в растровом виде.
6. **А.Е.Василювский** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ), **Н.А.Лукьянчикова** (6 курс, УрГУ).
Пространственное распределение рассеянных звездных скоплений в окрестностях Солнца.
7. **С.Ю.Горда** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ).
Полная кривая блеска SZ Cam (ADS 2984B).
8. **А.Е.Дудоров** (доктор физ.-мат. наук, ЧГУ), **А.Г.Жилкин** (ст. преп., ЧГУ), **Н.Ю.Лазарева** (аспирант, ЧГУ).
Генерация струйных течений в окрестности молодых звездных объектов нулевого класса возраста.
9. **П.Е.Захарова** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **В.И.Колесников** (вед. электроник АО УрГУ), **Э.Д.Кузнецов** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ), **Ю.В.Никульников** (вед. электроник АО УрГУ).
Наблюдения геостационарных спутников на оптико-электронном комплексе АО УрГУ в 1999 г.
10. **П.Е.Захарова** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **А.В.Локтин** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ).
Функции светимости звезд рассеянных скоплений.
11. **А.А.Калинин** (зав. лаб., АО УрГУ).
Влияние вращения и расширения на интенсивности линий ионизованного кальция в цилиндрических протуберанцах.
12. **Г.В.Лямова** (н.с., АО УрГУ).
Быстрые повороты солнечных пятен и их возможная связь с быстрыми изменениями магнитного поля.
13. **А.В.Малышев** (аспирант, УрГУ), **А.М.Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **С.П.Эллингсен** (ун-т Тасмании).
Мазерные линии метанола в G339.88-1.26.
14. **С.В.Салий** (инж., АО УрГУ), **Н.Д.Калинина** (м.н.с., АО УрГУ), **А.М.Соболев** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ).
Молекулярные ядра NGC 6334I и NGC 6334I(N).

15. **М.А.Свечников** (доктор физ.-мат. наук, АО УрГУ), **Л.П.Суркова** (канд. физ.-мат. наук, ЗГПИ).
Каталог фотометрических, геометрических и абсолютных элементов полураздельных затменных двойных систем с известными спектроскопическими орбитами.
16. **Л.П.Суркова** (канд. физ.-мат. наук, ЗГПИ).
Электрофотометрия активных двойных U Цефея и RZ Кассиопеи.
17. **З.Н.Шукстова** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ), **Т.И.Левитская** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ).
Астрометрическое исследование звезд в области PЗC NGC6823.

Л.Е.Быкова, Т.Ю.Галушина
Томский государственный университет

ДИНАМИКА ОКОЛОЗЕМНЫХ АСТЕРОИДОВ

Популяция АСЗ

К АСЗ относятся астероиды с перигелийным расстоянием $q < 1.3$ а.е. и афелийным расстоянием $Q > q_{\oplus}$. Из АСЗ выделяется группа астероидов, пересекающих орбиту Земли. Это потенциально сталкивающиеся с Землей объекты, которые способны пересечь так называемое эффективное сечение захвата. По соглашению в эту группу включают астероиды, для которых минимальное расстояние между орбитами объекта и Земли $d_n < 0.05$ а.е.

Благодаря многим действующим и новым появившимся в 90-е гг. астрономическим научным программам скорость открытия АСЗ существенно увеличилась. Созданы и постоянно обновляются различные каталоги астероидов. Наиболее полная и широко используемая во многих работах электронная версия каталога всех астероидов, которая ежедневно обновляется, принадлежит Э.Боуэллу (E.Bowell, адрес в Интернет: <http://http.bowell.edu/pub/elgb/astorb.dat>). Каталог содержит высокоточные оскулирующие элементы орбит, вычисленные Э. Боуэллом, данные об интервалах и количестве наблюдений, использованных при улучшении орбит, а также возможные эфемеридные неопределенности.

На 18 ноября 1999 г. каталог содержал 58278 астероидов, в т. ч. 871 АСЗ. Для сравнения, до 90-х гг. число известных АСЗ едва достигало 150, в 1995 г. их уже было известно 350, в мае 1998 г. — 502 [1]. На 24 мая 1998 г. Боуэллом и Коеном (E. Bowell, B. Koehn, адрес в Интернет: <http://asteroid.lowell.edu/>) были отмечены 184 потенциально сталкивающихся с Землей астероида.

По общепринятой классификации популяция АСЗ делится на 3 класса: группа Атона, для которой $a < a_{\oplus}$ и $Q > q_{\oplus}$ (a — большая полуось); группа Аполлона: $a > a_{\oplus}$ и $q < Q_{\oplus}$; группа Амура: $Q_{\oplus} < q < 1.3$ а.е. В табл. 1 приведены некоторые статистические данные о популяции АСЗ на 18 ноября 1999 г., выбранные нами из каталога Боуэлла, и на 24 мая 1998 г., взятые из работы [1] (соответственно верхнее и нижнее число в каждой ячейке таблицы). Как видно из таблицы, менее 1/4 АСЗ являются нумерованными, больше половины АСЗ наблюдались только в одном появлении. Согласно оценкам Д.Рабиновича и др. [2], действительная популяция АСЗ, пересекающих орбиту Земли, включая еще неизвестные, содержит ~ 1500 астероидов с диаметром ≥ 1 км, 5600, 140000, 1000000 астероидов с диаметрами соответственно ≥ 500 м, 100 м, 50 м.

Большие полуоси орбит известных к настоящему времени АСЗ заключены в интервале от 0.6 до 4.3 а.е. (рис.1). Распределение АСЗ по эксцентриситету и наклонению приведены на рис.2 и 3 соответственно (N — число астероидов).

Таблица 1. Данные о популяции АСЗ

	Класс			Всего
	Атон	Аполлон	Амур	
Общее число	57	446	368	871
	30	241	231	502
Нумерованные	9	88	78	175
	9	67	75	151
Несколько появлений	9	45	42	96
	7	35	28	70
Одно появление	39	313	248	600
	14	139	128	281

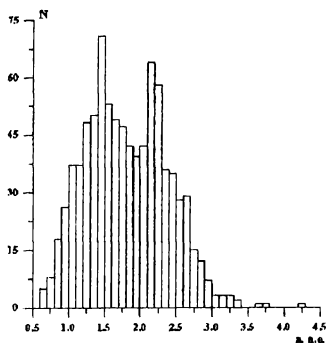


Рис. 1. Распределение АСЗ по большой полуоси

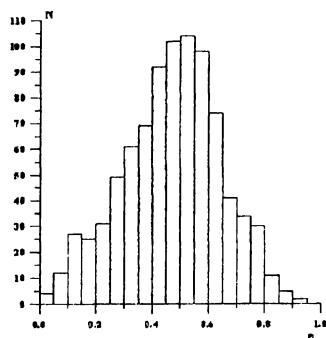


Рис. 2. Распределение АСЗ по эксцентриситету

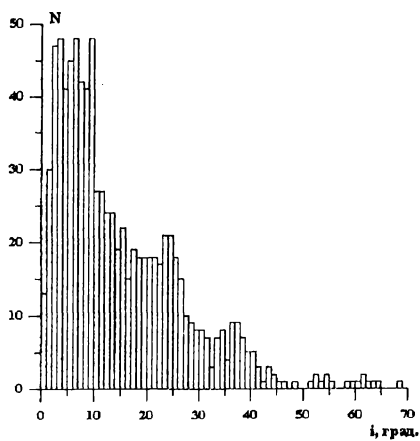


Рис. 3. Распределение АСЗ по наклонению

Проблемы и методы исследования орбитального движения АСЗ

АСЗ относятся к так называемым особым астероидам (в отличие от большинства астероидов главного пояса). К особенностям орбитального движения АСЗ относятся: наличие пересечений с орбитами больших планет внутренней группы, тесные сближения с Землей и другими планетами, а также нередко большие наклонения и эксцентриситеты. Эти особенности делают движение многих АСЗ нерегулярным. В частности, тесные сближения приводят к скачкообразному изменению элементов орбит, к возникновению, изменению и разрушению резонансных соотношений; наличие пересекающихся орбит делает возможными столкновения.

В исследовании динамики АСЗ можно выделить три задачи со своими проблемами, трудностями и методами решения.

Высокоточный краткосрочный прогноз движения реальных объектов на $10^2 - 10^3$ лет. Эта задача для большинства АСЗ прекрасно решается методами численного интегрирования высоких порядков на разрядной сетке, в которой реализованы традиционные языки программирования. При этом приемлемы любые классические формы дифференциальных уравнений движения. В особо сложных случаях, например для астероида 1991 VG, который разделяет свою орбиту с орбитой Земли [3] и имеет с ней много тесных сближений, проблема решается либо переходом на большую разрядную сетку, либо использованием уравнений движения с регуляризирующими и стабилизирующими преобразованиями [4].

Основные трудности краткосрочного прогноза связаны с объектами, наблюдавшимися в одном появлении на коротких дугах. Задача определения орбит по таким наблюдениям, как правило, плохо обусловлена, и соответственно вычисленные начальные параметры орбит ненадежны. В этом случае сближения астероидов с Землей и эфемериды вычисляются с большой неопределенностью.

Как известно, при плохой обусловленности задачи малые отклонения исходных данных могут приводить к большим расхождениям решений. То есть данной совокупности наблюдений может соответствовать некоторое множество существенно различающихся решений, которые будут представлять эти наблюдения почти с одинаковой точностью (в пределах ошибок измерений). В этом случае недостаточно найти какой-то набор параметров орбиты, формально решающий задачу, так как он не несет информации о возможном множестве решений, удовлетворяющих этим наблюдениям и поэтому мало пригоден для прогнозирования движения. С помощью сингулярного анализа можно описать получающееся множество решений [5]. Если размеры множества решений велики, можно попытаться улучшить обусловленность задачи и, если это возможно, сделать выбор из множества решений в соответствии с некоторыми дополнительными условиями.

Обусловленность задачи определяется длиной интервала наблюдений и их распределением на орбите, но зависит и от других факторов: выбора начальной эпохи для начальных параметров и численного алгоритма решения. Влияние начальной эпохи на обусловленность задачи оценки параметров движения некоторых АСЗ показано в работе [6]. Для того чтобы не ухудшить обусловленность задачи вычислительной процедурой, можно использовать при оценке начальных параметров численные алгоритмы, построенные на ортогональных преобразованиях, устойчивых к

ошибкам входной информации [5,6]. В качестве дополнительной информации, стабилизирующей решение задачи, можно использовать, например, информацию о производных наблюдаемых координат объекта, если это позволяет сделать имеющийся ряд наблюдений.

Моделирование движения АСЗ на $10^4 - 10^6$ и более лет. Значительный рост ошибки начальных данных со временем не позволяет исследовать долговременную эволюцию конкретных реальных объектов. Поэтому изменяется постановка задачи: исследуется движение не конкретных объектов, а ансамбля частиц с начальными параметрами, близкими к известным АСЗ, чтобы создать вероятностную картину движения. Сама постановка задачи предполагает использование различных приближенных методов, наряду с точными. Например, довольно эффективно в исследовании эволюции используется склеивание решений двух задач, в том числе, задач двух тел: АСЗ — *Солнце* вдали от сближений с планетами, АСЗ — *планета* в сфере гравитационного влияния планеты [7]. Успешно используются различные осредненные схемы ограниченных задач трех и более тел [8].

Моделирование движения АСЗ на длительные интервалы времени методами численного интегрирования наталкивается на определенные трудности, связанные с сильными возмущениями в окрестности тесных сближений и соответственно резким уменьшением шага интегрирования и быстрым ростом ошибок метода и округления. Для астероидов, не имеющих очень тесных сближений, удается интеграторами высоких порядков прогнозировать движение на $10^4 - 10^5$ лет с методической погрешностью $10^{-6} - 10^{-12}$ а.е. в координатах, если использовать соответствующую регуляризацию и стабилизацию уравнений [4]. Наши исследования показали, что границей таких тесных сближений АСЗ с внутренними планетами, за пределами которой можно добиться приемлемых результатов прогнозирования движения традиционными методами численного интегрирования, может служить 2-кратная сфера гравитационного влияния планеты.

При моделировании движения астероидов на миллионы и миллиарды лет ранее использовались только качественные методы небесной механики. Ситуация изменилась с появлением сравнительно недавно точных симплектических методов численного интегрирования [9]. Новые интеграторы в отличие от традиционных строятся таким образом, что отображение за один шаг интегрирования всегда является точным симплектическим отображением, в частности сохраняет фазовый объем; это соответствует свойствам траекторий гамильтоновых динамических систем. Симплектические интеграторы при интегрировании на небольшие интервалы времени уступают по точности многим традиционным схемам, их преимущество проявляется на больших интервалах времени, поскольку вследствие симплектичности отображения на один шаг не наблюдается векового ухода переменных действия, который характерен для традиционных методов [10].

Устойчивость и хаос в динамике АСЗ. Эта проблема интенсивно разрабатывается последнее время благодаря новым возможностям как в компьютерной технике, так и в математической технологии, в частности связанной с развитием симплектического интегрирования. Исследования последних десятилетий ясно показали, что высокая чувствительность нелинейных систем к малым ошибкам начальных условий, приводящая к хаотическому (нерегулярному) поведению системы во времени, не являет-

ся исключением, скорее это типичное свойство многих систем [11]. В том числе это касается и механических гамильтоновых систем, для которых динамические законы однозначно определяют эволюцию состояний системы во времени при известных начальных условиях. Поскольку реально задать начальные условия можно лишь с конечной точностью, то практически невозможно при хаотическом поведении предсказать длительную эволюцию таких систем.

При хаотическом поведении системы первоначально близкие траектории расходятся в среднем экспоненциально со временем в ограниченной области фазового пространства. Средняя скорость расхождения может быть определена как [12]

$$\gamma(t) = \frac{\ln \left(\frac{d(t)}{d(t_0)} \right)}{t - t_0}, \quad (1)$$

где d — обычное евклидово расстояние между двумя близкими траекториями в фазовом пространстве, t — время, индекс "0" относится к начальным значениям. Если траектории квазипериодические, то d будет расти в среднем линейно и $\gamma(t)$ будет со временем стремиться к нулю. Если траектории хаотические, то d растет в среднем экспоненциально и $\gamma(t)$ будет стремиться со временем к некоторой положительной константе. Формула (1) — хороший способ определения характера траекторий. Однако при ее использовании на больших интервалах времени возникают некоторые практические трудности, которые преодолеваются линеаризацией исходных уравнений. Формула (1) заменяется выражением

$$\gamma(t) = \frac{\ln \left(\frac{\|d\|}{\|d_0\|} \right)}{t - t_0}, \quad (2)$$

где d теперь малое n -мерное смещение траектории, удовлетворяющее линейному дифференциальному уравнению, $\|\cdot\|$ — евклидова норма. Возможны и другие способы преодоления указанной трудности [13].

Предел $\gamma(t)$ при $t \rightarrow \infty$ представляет собой наибольший из n характеристических показателей Ляпунова (LCE), где n — размерность системы. Таким образом, скорость экспоненциального разбегания близких орбит определяется величиной $\lambda = \max LCE$. Если известно λ , то можно найти среднее время T_L предсказуемости хаотической системы (так называемое ляпуновское время):

$$T_L = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{\|d\|}{\|d_0\|} \right). \quad (3)$$

На интервалах времени, больших T_L , возможны лишь статистические предсказания. Например, предположим, что $\max LCE = 10^{-4}$ /год, начальная ошибка $\approx 10^{-14}$, конечная ошибка $\leq 10^{-4}$, тогда

$$T_L = \frac{\ln(10^{10})}{10^{-4}} \approx 230000 \text{ лет.}$$

Для многих астероидов главного пояса $T_L > 100000$ лет. Однако есть астероиды, для которых T_L существенно меньше, например для астероида 522 Helga $T_L \approx 7000$ лет [14]. Для астероидов, пересекающих орбиты

больших планет, T_L еще меньше, например для АСЗ 3753 Cruithne оно оценивается примерно в 150 лет [15].

Подробные обзорные статьи по вопросам устойчивости и хаоса движения малых тел Солнечной системы можно найти в книге [16].

Численное моделирование движения АСЗ

Исследованию движения отдельных АСЗ и эволюции орбит объектов, близких к известным АСЗ, посвящено немало работ. Мы приведем здесь некоторые результаты численного моделирования движения АСЗ, полученные нами [17–19].

На основе начальных параметров орбит из каталога Боуэлла, взятых на 28 марта 1998 г. и 22 января 1999 г., нами были исследованы орбиты 679 АСЗ. Интегрирование гелиоцентрических уравнений движения астероидов осуществлялось численно методом Эверхарта 19-го порядка с учетом возмущений от всех больших планет и Луны, за исключением Плутона, на основе фундаментальных эфемерид DE200/LE200 и DE406. Расчеты выполнялись как на коротких интервалах времени: 100 и 600 лет (на основе DE200), так и на более длительных: до 6000 лет (на основе DE406). На 100-летнем интервале исследования выполнялись для всех указанных АСЗ, на интервалах от 600 до 6000 лет — для некоторых. Каталог сближений АСЗ на интервале 1950–2050 гг. в пределах 0.1 а.е. с внутренними планетами и 1 а.е. с Юпитером приведен на 28.03.1998 г. в работе [17]. На 22.01.1999 г. число астероидов, сближающихся в указанных пределах, составило: с Землей — 308, с Марсом — 237, с Венерой — 116, с Меркурием — 42, с Юпитером — 15. В табл. 2 приведены объекты, имеющие самые тесные сближения с Землей в период с 1950 по 2050 г.

Как видно из таблицы, в гравитационные сферы Земли до 2050 г. попадут из числа известных АСЗ только 4 объекта. Астероид 4179 Toutatis 29 сентября 2004 г. окажется на границе сферы влияния Земли. Астероид 1997 XF11 сближится с Землей в 2028 г. до расстояния ≈ 1 млн км. К настоящему времени имеется 150 наблюдений этого объекта на интервале времени 8 лет. Вероятные ошибки параметров его орбиты составляют $\Delta r = 1.8 \cdot 10^{-7}$ а.е. в координатах и $\Delta V = 1.4 \cdot 10^{-9}$ а.е./сут. в компонентах скорости, что находится за пределами точности наблюдений. Поэтому данный прогноз можно считать достаточно надежным. Другие два астероида 1994 GV и 1993 KA, которые по прогнозу должны сближаться с Землей соответственно в апреле 2008 г. и в мае 2038 г., имеют недостаточное количество наблюдений, чтобы уверенно определить их орбиты. Вероятные ошибки их орбит составляют $\Delta r = 8 \cdot 10^{-5}$ а.е., $\Delta V = 2 \cdot 10^{-5}$ а.е./сут. для 1994 GV и $\Delta r = 1 \cdot 10^{-5}$ а.е., $\Delta V = 3 \cdot 10^{-6}$ а.е./сут. для 1993 KA. Интегрирование пучка орбит в рамках этих ошибок приводит к большим различиям в прогнозе их сближений с Землей.

Отметим, что через сферу тяготения Земли, наименьшую по радиусу, в период с 1950 г. по настоящее время прошло всего 4 астероида. Астероид 1994 XM1 имел при этом самое тесное сближение, во время которого он и был открыт; его расстояние до Земли 9 декабря 1994 г. составило 0.0007 а.е. (≈ 106 тыс. км). Эволюция элементов его орбиты на 600-летнем интервале времени показана в нашей работе [17]. После прохождения тесного сближения его орбита изменилась так, что большая полуось увеличилась на 0.14 а.е., эксцентриситет увеличился на 0.03, а

1356445

Таблица 2. АСЗ, попадающие в гравитационные сферы Земли на интервале 1950–2050 гг.

Астероид	Дата сближения	d , а.е.
Сфера тяготения - 0.0017 а.е.		
1991 BA	1991 01 18	0.0011
1993 KA2	1993 05 20	0.0010
1994 ES1	1994 03 15	0.0011
1994 XM1	1994 12 09	0.0007
Сфера действия - 0.0061 а.е.		
4581 Asclepius	1989 03 22	0.0046
1991 TU	1991 10 08	0.0049
1991 VG	1991 12 05	0.0031
1993 HD	1993 04 12	0.0018
1993 HP1	1993 04 26	0.0060
1993 KA	1975 05 17	0.0058
1994 WR12	1994 11 24	0.0048
1994 GV	2008 04 08	0.0053
1995 FF	1995 03 27	0.0029
1995 UB	1995 10 17	0.0050
1996 JA1	1996 05 19	0.0030
1998 DV9	1968 01 30	0.0042
	1975 01 29	0.0056
1998 KM3	1972 06 11	0.0055
1998 KY26	1998 06 08	0.0054
Сфера влияния - 0.0100 а.е.		
2340 Hathor	1976 10 20	0.0078
4179 Toutatis	2004 09 29	0.0104
1988 TA	1988 09 29	0.0098
1993 KA	1993 05 17	0.0071
	2038 05 18	0.0081
1993 UA	1993 10 18	0.0067
1994 GV	1994 04 12	0.0068
1994 VH8	1994 10 30	0.0068
1997 CD17	1997 02 09	0.0074
1997 UA11	1997 10 26	0.0071
1997 XF11	2028 10 26	0.0065
1998 SZ27	1992 09 08	0.0100
1998 WT24	1956 12 16	0.0091
1999 CQ2	1999 02 04	0.0068

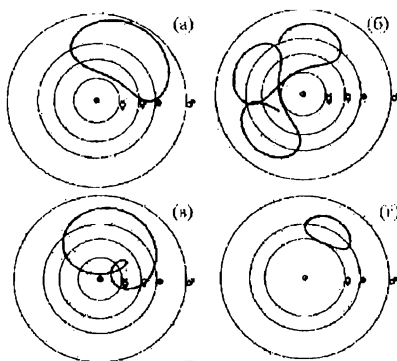


Рис. 4.

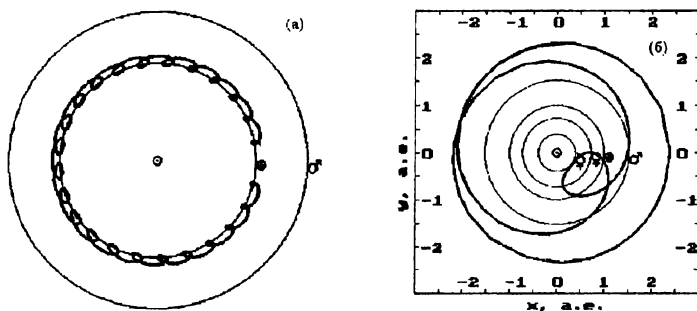


Рис. 5. 1991 VG (a); 3838 Epona (б)

наклонение на 0.3° . Очевидно, что если такие сближения будут повторяться, то орбита может измениться радикально.

АСЗ демонстрируют разнообразные примеры резонансов, обусловленных соизмеримостями средних движений астероидов и больших планет. Некоторые из них представлены на рис. 4–7. Соизмеримости определялись в процессе численного интегрирования уравнений движения АСЗ путем оценки величины резонансной щели $\alpha = k_1 n_a - k_2 n_p$, где n_a — среднее суточное движение астероида, n_p — среднее суточное движение планеты, k_1, k_2 — целые числа.

Среди известных АСЗ пока обнаружен только один астероид — 3753 Cruithne, находящийся в резонансе $1/1$ с Землей, хотя в окрестности этой соизмеримости движутся и другие астероиды, например 1994 TF₂, 1991 VG. Движение Cruithne подробно исследовано в работе [15]. Его орбита в проекции на плоскость эклиптики в течение одного оборота вокруг Солнца в гелиоцентрической вращающейся с угловой скоростью Земли системе координат показана на рис. 4,а. Среднее суточное движение астероида под воздействием возмущений отклоняется от точной соизмеримости на $\pm 20''$, в среднем через 385 лет точная соизмеримость восстанавливается.

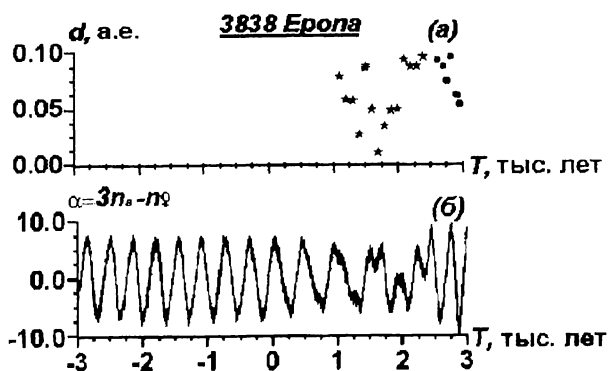


Рис. 6.

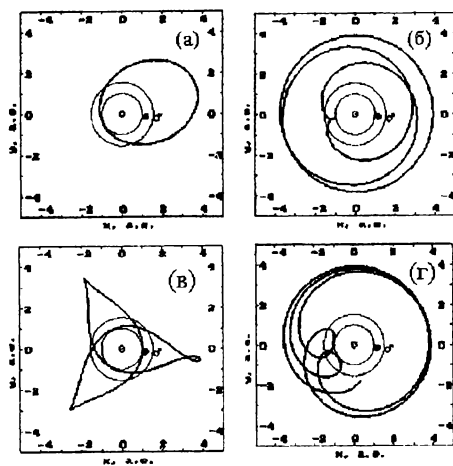


Рис. 7.

Изменение ширины резонансной щели $\alpha = n_a - n_\Phi$ на интервале 1600–2169 гг. показано на рис. 1 нашей работы [18]. Орбита, представленная на рис. 4,а, вращается со скоростью α , меняя направление вращения при прохождении через точную соизмеримость. Большая полуось a его орбиты колеблется около 1 а.е., $e \approx 0.5$, $i \approx 20^\circ$. На рис. 4,б,в,г показано, как деформируется орбита объекта типа Cruithne при изменении одного из параметров a, e, i : на рис. 4,б $a = 0.85$ а.е., на рис. 4,в $i = 80^\circ$, на рис. 4,г $e = 0.25$ (на рис. 4,б орбита показана в течение трех оборотов, на рис. 4,в,г — в течение одного).

На рис. 5,а в этой же системе координат представлена орбита АСЗ 1991 VG на протяжении нескольких оборотов. Оскулирующие элементы его орбиты на 28.03.1998 г. равны: $a \approx 1.027$ а.е., $e \approx 0.049$, $i \approx 1.446^\circ$. Этот объект, находясь почти в плоскости эклиптики, имеет много тесных сближений с Землей и, не входя в резонанс, проходит через соизмеримости $1/1$ ($-210'' \leq \alpha \leq 190''$), $17/18$, $24/25$ и другие.

На рис. 5,б показана орбита (в течение одного оборота) астероида 3838 Еропа, находящегося в резонансе $1/3$ с Венерой. Астероид имеет сближения с Марсом, Землей и Меркурием. Сближения с Марсом и Землей показаны на рис. 6,а (звездочками — с Марсом, черными кружками — с Землей, d — расстояние до планеты). На рис. 6,б показана эволюция ширины резонансной щели α на интервале (-3000 г. — $+3000$ г.). Хорошо видно, как группа тесных сближений с Марсом в 1390–1780 гг. (0.01 а.е. $< d < 0.03$ а.е.) влияет на регулярное поведение α . Следует отметить, что эксцентриситет и наклонение орбиты этого объекта претерпевают на интервале 6000 лет значительные изменения: $0.55 < e < 0.67$, $28^\circ < i < 40^\circ$.

Одной из интересных особенностей некоторых АСЗ является наличие кратных резонансов. Астероид 2608 Сенеса одновременно находится в резонансах: с Землей — $1/4$, с Марсом — $6/13$, с Венерой — $2/13$ и с Юпитером — $3/1$. На рис. 7 показана орбита этого астероида в различных гелиоцентрических системах координат: неподвижной (рис. 7,а), вращающихся с угловыми скоростями Земли (рис. 7,б), Юпитера (рис. 7,в), Марса (рис. 7,г). На рис. 7,г орбита показана в течение нескольких оборотов.

Интересно проследить эволюцию пучков орбит, близких к конкретным резонансным АСЗ на больших интервалах времени. Такая эволюция на несколько тысяч лет показана в нашей работе [19] для объектов 1996 DH и 1996 AJ1, находящихся вблизи соизмеримостей соответственно $1/2$ и $2/3$ с Землей. Объект 1996 DH, не имеющий очень тесных сближений с планетами, находится в устойчивом резонансе при $|\alpha| \leq 10''$, а 1996 AJ1, имеющий много тесных сближений, демонстрирует неустойчивость резонансного соотношения.

Список литературы

1. Muinonen K. Asteroid and comet encounters with the Earth // The dynamics of small bodies in the Solar system: A major key to Solar system studies. NATO ASI Series. C: Math. Phys. Scien. 1999. Vol.522. P.127–158.
2. Rabinowitz D.L., Bowell E., Shoemaker E.M., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids // Hazards due to comets and asteroids / Ed. T.Gehrels. Tucson: Univ. Arizona Press., 1994. P.285–312.
3. Tancredi G. An asteroid in a Earth-like orbit // Celes. Mech. Dyn. Astron. 1998. Vol.69. P.119–132.

4. *Бордовичина Т.В., Быкова Л.Е., Авдюшев В.А.* Проблемы применения регуляризирующих и стабилизирующих преобразований в задачах динамики спутников планет и астероидов // *Астрономия и геодезия*. Томск: ТГУ, 1998. Вып.16. С.33–57.
5. *Лоусен Ч., Хенсон Р.* Численное решение задач метода наименьших квадратов. М.: Наука, 1986.
6. *Быкова Л.Е., Парфенов Е.В.* О проблеме обусловленности задачи определения орбит околоземных астероидов // *Исследования по баллистике и смежным вопросам механики*. Томск: ТГУ, 1999. Вып.3. (В печати).
7. *Carusi A., Valsechi G.B., Greenberg R.* Planetary close encounters: geometry of approach and post-encounter orbital parameters // *Celes. Mech. Dyn. Astron.* 1990. Vol.49. P.111–131.
8. *Вашковьяк М.А.* Эволюция нетипичных астероидных орбит // *Препринт Ин-та прикл. матем. им. М.В.Келдыша АН СССР*. М.: ИПМ, 1980. N93.
9. *Wisdom J., Holman M.* Symplectic maps for the N-body problem // *Astron. J.* 1991. Vol.102, N4. P.1528–1538.
10. *Васильев Н.Н., Сушко Н.А.* О неконсервативных эффектах численного моделирования гамильтоновых систем // *Препринт Ин-та теор. астроном. РАН*. СПб.: ИТА, 1995. N44.
11. *Шустер Г.* Детерминированный хаос. Введение. М.: Мир, 1988.
12. *Wisdom J.* Chaotic behavior and origin of the 3/1 Kirkwood gap // *Icarus*. 1983. Vol.56, N1. P.51–74.
13. *Froeschle C.* The Lyapunov characteristic exponents — applications of celestial mechanics // *Celest. Mech.* 1984. Vol.34. P.95–115.
14. *Milani A., Nobili A.M.* An example of stable chaos in the Solar System // *Nature*. 1992. Vol.357. P.569–571.
15. *Wiegert P., Inmanen K.A., Mikkola S.* The orbital evolution of Near-Earth asteroid 3753 // *Astron. J.* 1998. Vol.115. P.2604–2613.
16. *From Newton to Chaos.* / Ed. A.E.Roy, B.A.Steves. N.Y.: Plenum Press, 1995. P.129–216.
17. *Быкова Л.Е., Тимошенко Л.В.* Околоземные астероиды: сближения с большими планетами, трансформация орбитальных элементов // *Астрономия и геодезия*. Томск: ТГУ, 1998. Вып.16. С.183–238.
18. *Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю., Тимошенко Л.В.* Исследование движения астероидов в окрестности резонансов низких порядков с Землей // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. всерос. науч. конф.* Томск: ТГУ, 1998. С.163–164.
19. *Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю., Парфенов Е.В.* Численное исследование движения околоземных астероидов 1996 DH и 1996 AJ1 // *Исследования по баллистике и смежным вопросам механики*. Томск: ТГУ, 1999. Вып.3. (В печати).

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

В докладе рассмотрены вопросы, связанные с автомодельными течениями и их приложениями в астрофизике. На основе автомодельных решений задач о коллапсе протозвездного облака и струйных течениях исследуется возможная структура молодых звездных объектов нулевого класса возраста.

Исследуются автомодельные решения для свободного коллапса (при отсутствии газового давления), а также для коллапса изотермического и политропного облаков. Обсуждается проблема "inside-out" и "outside-in" коллапса. На основе построенных автомодельных решений в кинематическом приближении рассмотрена эволюция магнитного поля в коллапсирующем облаке. Показано, что с течением времени магнитное поле приобретает квазирadiaльную структуру с геометрией типа "песочных часов". В центральной области вблизи экваториальной плоскости образуется область сильно искривленного магнитного поля. В этой области в дальнейшем может развиваться пинч магнитного поля, приводящий к формированию магнитосферы протозвезды. При наличии вращения в зоне пинча становится возможной генерация струйных течений торoidalным магнитным полем. В докладе представлен обзор автомодельных решений, используемых для описания структуры струй и биполярных молекулярных истечений.

ТРИУМФ И УРОКИ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА *HIPPARCOS*

Из наблюдательных работ последнего десятилетия космический эксперимент *HIPPARCOS*, безусловно, занимает одно из самых важных мест. Настолько важных, что настоящий этап развития астрономии нередко стали называть "эпохой после *HIPPARCOS*".

HIPPARCOS — первый спутник, предназначенный для точных измерений угловых положений, параллакс и собственных движений. Кроме того, *HIPPARCOS* измерял звездные величины.

В итоге работы было опубликовано два обширных каталога. Основной каталог (HIP-каталог) содержит 118218 объектов, для которых получены астрометрические и фотометрические данные.

Среднеквадратические ошибки полученных координат и параллакс для звезд более ярких, чем $H_p = 9^m$, сообщаемые авторами каталога, не превышают $0.001''$.

Кроме того, в HIP-каталоге содержатся звездные величины в широкополосном фильтре H_p (375—750 нм). По оценке авторов каталога средняя фотометрическая точность величин H_p для звезд ярче $H_p = 9^m$ равна $0.^m0015$.

В результате высокой точности фотометрических измерений стало возможно исследовать переменность всех (!) программных звезд и многие звезды были открыты как новые переменные.

Более чем в 10 раз увеличилось количество звезд, для которых получены точные параллаксы. Это позволило сделать ряд новых выводов о строении Галактики и эволюции звезд.

Дополнительно с помощью фотометра со счетчиком фотонов были измерены (менее точно) астрометрические и фотометрические параметры миллиона звезд. Эти измерения составили каталог *TYCHO*.

Вместе с тем сравнение данных *HIPPARCOS* с лучшим наземным фотометрическим каталогом (Тянь-Шаньский каталог ГАИШ) указывает на наличие в данных космического каталога заметных систематических ошибок, в результате чего точности HIP-каталога и Тянь-Шаньского каталога оказываются примерно одинаковыми.

ВЛИЯНИЕ ВЫСВЕЧИВАНИЯ НА НЕУСТОЙЧИВЫЕ МОДЫ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ ИЗ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Введение

В нашей лекции на предыдущей школе [1] мы обсуждали возможные причины формирования конусов ионизованного вещества с углами раствора $35^\circ \div 105^\circ$, наблюдаемых в ряде сейфертовских галактик (например, Mk 573, NGC 1068, 3516, 5252 и т.д. — см. [2–5], там же ссылки на другие оригинальные работы) в линиях $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ и H_α , и присутствующих в области конусов ярких волокнистых образований (“strands” [5]). Такие волокна на изображениях обсуждаемых галактик в эмиссионных линиях образуют вблизи вершины конуса Z-образный узор, различные участки которого имеют “голубые” и “красные” смещения, позволяющий предположить существование винтовой спиральной ударной волны на поверхности конуса ионизованного вещества. Кроме того, как например в NGC 5252, на больших удалениях от ядра галактики в области конусов присутствуют и волокна, показывающие на полях скоростей только голубые смещения в одном конусе и только красные — в диаметрально противоположном. На основе равновесной модели струи в гравитационном потенциале, отвечающем участку твердотельного вращения диска галактики, был проведен линейный анализ устойчивости и была найдена волноводно-резонансная неустойчивость внутренних гравитационных волн в такой струе, обусловленная эффектом свертотражения [6–8] этих волн от границ струи. Нелинейным численным моделированием развития этой неустойчивости было показано, что обусловленные ей ударные волны в окружающей струе среде локализованы в конусе большого угла раствора и способны создавать структуры, сходные по морфологии с наблюдаемыми в галактиках с активными ядрами.

Проведенный в [1] анализ показал, что естественным образом, без привлечения дополнительных предположений, наблюдаемые структуры и поля скоростей могут быть объяснены в рамках следующего сценария:

- высококолламированный скоростной биполярный струйный выброс (радиоджет) пробивает тор оптически непрозрачного вещества, аккрецирующего на сверхмассивную черную дыру, в двух диаметрально противоположных направлениях, параллельных собственному моменту вещества тора;
- через образовавшийся узкий канал вещество выброса, обжимаемое давлением окружающей среды, интенсивно разогревается излучением из внутренних областей указанной системы и с высокой скоростью расширяется в направлении первоначального выброса;
- на слое сдвига скорости, образованном границами струи, испытывают резонансное свертотражение внутренние гравитационные волны, распространяющиеся под углом к оси струи;

- резонируя между границами струи, гармоники внутренних гравитационных волн распространяются в ней как в волноводе; при этом их энергия нарастает во времени из-за усиления сверхотражением (резонансно-волноводная неустойчивость);
- развитие неустойчивости приводит к образованию вокруг струи системы ударных волн, разогревающих окружающую среду; существенно, что волновое сопротивление окружающей среды значительно выше, чем у вещества струи, поэтому указанный разогрев происходит в конусе ограниченного угла раствора (зависящего от конкретных параметров системы) вокруг струи;
- учет возможности нелинейной интерференции различных мод и эффектов проекции позволяет получить наблюдаемую в реальных объектах морфологию и поля скоростей.

Вместе с тем в [1] остался нерешенным принципиально важный вопрос о возможном влиянии на развитие указанной неустойчивости флуктуаций высвечивания, обусловленных флуктуациями температуры и плотности в волне. Из-за высокой оптической прозрачности вещества радиативные потери должны быть существенны, но как они повлияют на эволюцию неустойчивых мод априорно не ясно. Влияние высвечивания на развитие волноводно-резонансных неустойчивых мод в струйных выбросах уже исследовалось (см., напр., [9]), однако во всех предшествующих работах это были акустические моды, а не внутренние гравитационные, как в рассматриваемом здесь случае. Ниже показано, что это приводит к принципиальным отличиям в результатах.

В пункте 1 мы описываем применяемую равновесную модель, приводим линеаризованные уравнения и постановку краевой задачи на нахождение собственных значений частот неустойчивых мод струи, в пункте 2 обсуждаем дисперсию возмущений на линейной стадии неустойчивости и в пункте 3 суммируем основные выводы.

1. Равновесная модель и основные уравнения

Подробное обоснование применяемой равновесной модели и ее построение даны нами в [1], поэтому здесь мы проделаем это конспективно.

Рассмотрение проводим в сферической системе координат (r, θ, φ) , ось $\theta = 0$ которой совпадает с осью симметрии струи, имеющей угол полураствора θ_0 и скорость течения $\mathbf{V} = V_r \mathbf{e}_r$, где \mathbf{e}_r — единичный радиальный базисный вектор. Среду моделируем идеальным газом с уравнением состояния

$$p_i = c_i^2 \rho_i / \gamma, \quad (1)$$

где p_i и ρ_i — невозмущенные (равновесные) давление и плотность соответственно, c_i — адиабатическая скорость звука, индекс i принимает значение “ j ” внутри струи и “ a ” снаружи; показатель адиабаты γ предполагаем одинаковым для вещества струи и окружающего ее газа.

В окрестной области струя погружена в распределенную массу звездного балджа, который в первом приближении можно считать сфероидальным; кроме того, для галактик рассматриваемого типа (например, NGC 5252) вообще характерна мощная сфероидальная подсистема. На участке, совпадающем по радиальной координате с участком твердотельного вращения галактического диска, гравитационный потенциал можно с хорошей точностью полагать квадратичным по радиусу: $\Psi \propto r^2$.

Считаем гравитационное поле сферически симметричным, с центром, совпадающим с началом координат. Радиальную зависимость гравитационного потенциала представим следующим образом:

$$\Psi = \Psi_0 + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2, \quad (2)$$

где $\Omega = \text{const}$ — угловая скорость вращения газа в околоядерной области диска, $\Psi_0 = \text{const}$ — нормировочная постоянная.

Газ вне струи считаем неподвижным. Учтем возможность нагрева газа струи излучением ядра: $q_j > 0$, где $q_j = \Gamma - \rho_j \Lambda$ — количество энергии, поглощаемое единицей массы вещества в единицу времени, $\Gamma = \Gamma(T)$ — функция нагрева, $\Lambda = \Lambda(T)$ — функция охлаждения, зависящие только от температуры T . В равновесном состоянии вне струи $q_a = 0$.

Таким образом, пространственное распределение характеризующих невозмущенное течение параметров модели имеет вид:

$$V(r, \theta); \rho(r, \theta); c(r, \theta); q(r, \theta) = \begin{cases} 0 & ; \rho_a(r); c_a(r); 0, & \theta > \theta_0, \\ V_j(r); \rho_j(r); c_j(r); q_j(r), & \theta < \theta_0. \end{cases} \quad (3)$$

Полагаем, что струя удерживается давлением окружающего газа и, следовательно, при $\theta = \theta_0$ выполняется:

$$\rho_j(r) c_j^2(r) = \rho_a(r) c_a^2(r). \quad (4)$$

Отметим, что последнее соотношение далее практически не используется непосредственно; его выполнение необходимо для реализации течения с $V_\theta \equiv 0$.

Радиальные зависимости в (3) определяются, прежде всего, невозмущенным балансом сил. Из r -компоненты уравнения Эйлера в принятых предположениях следует:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial V_i^2}{\partial r} + \Omega^2 r = - \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial p_i}{\partial r}. \quad (5)$$

Из уравнения неразрывности вытекает:

$$\rho_j V_j = \dot{m}_j / r^2. \quad (6)$$

В уравнении (6) $\dot{m}_j = \text{const}$ — темп потери массы системой в телесный угол раствором в один стерадиан — является свободным параметром.

Наконец, уравнение баланса энергии с учетом (1) и уравнения неразрывности для рассматриваемого случая приводится к виду:

$$V_i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_i^2}{2} + \frac{c_i^2}{\gamma - 1} \right) + \Omega^2 r V_i = q_i. \quad (7)$$

Система (4)–(7) замыкается уравнением состояния (1).

Решения этой системы ищем в степенном виде: $f(r) \propto r^{\alpha_f}$, где f — любой из параметров, характеризующих систему. Из (5) с учетом (1) следует: $\alpha_V V_i^2 + \Omega^2 r^2 = -\alpha_p c_i^2 / \gamma$; соответственно находим:

$$\alpha_V = \alpha_c = 1, \quad \alpha_\rho = -3, \quad \alpha_p = -1, \quad \alpha_q = 2. \quad (8)$$

При этом для сферически симметричного потенциала скорость вещества в струе и скорости звука в струе и в окружающей ее атмосфере оказываются связаны зависимостью:

$$V_j^2 = \frac{1}{\gamma} (c_j^2 - c_a^2). \quad (9)$$

Таким образом, $M_j^2 = V_j^2/c_j^2 < 1$, где M_j — число Маха струи, т.е. струя дозвуковая. Отметим, что одновременно с этим может выполняться даже $V_j/c_a \gg 1$, что делает теоретически возможным существование ударных волн в атмосфере, обусловленных развитием неустойчивости на границе конуса, поскольку $c_a < c_j$, т.е. вещество струи всегда более горячее и разреженное, чем окружающая атмосфера, что не противоречит наблюдениям [2–5].

С учетом того, что $\gamma > 1$, построенная таким образом модель отвечает устойчивому к конвективным движениям распределению энтропии S_i , поскольку:

$$\frac{dS_i}{dr} = \frac{\rho_i^\gamma}{p_i} \frac{d}{dr} \left(\frac{p_i}{\rho_i^\gamma} \right) = \frac{\alpha_p - \gamma \alpha_\rho}{r} = \frac{3\gamma - 1}{r} > 0. \quad (10)$$

Подстановка степенных радиальных зависимостей в (5) и (7) и сравнение полученных выражений приводит к следующему результату:

$$V_j = \frac{\gamma(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \frac{r q_j}{c_j^2}. \quad (11)$$

Таким образом, скорость вещества в струе однозначно определяется его температурой и нагревом внешним излучением. Для выбросов из активных ядер галактик последний весьма значителен, так как они интенсивно подсвечиваются излучением ядра [2–5].

Наконец, учитывая (8), определяем, что для реализации построенной модели необходимо:

$$\Gamma(\epsilon_i) = C_\Gamma \epsilon_i, \quad \Lambda(\epsilon_i) = C_\Lambda \epsilon_i^{5/2}, \quad (12)$$

где C_Γ и C_Λ — постоянные, ϵ_i — внутренняя энергия газа (для дальнейших выкладок удобнее выразить нагрев и охлаждение не через температуру, а через внутреннюю энергию, используя тот факт, что для идеального газа $(\gamma - 1)\epsilon = RT/\mu$). Отметим, что второе соотношение в (12) в широком диапазоне температур великолепно согласуется с зависимостью $\Lambda(T) \propto T^{2.53}$, характерной для фотоионизованного газа сейфертовских галактик [9–10].

Рассмотрим устойчивость построенной нами модели к малым возмущениям. Исходной является следующая система уравнений газодинамики:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Psi, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \epsilon + (\gamma - 1) \epsilon \operatorname{div} \mathbf{V} = C_\Gamma \epsilon - C_\Lambda \rho \epsilon^{5/2}. \quad (15)$$

Недостающее для замыкания этой системы уравнение получаем, выбирая уравнение состояния в виде $p = p(\rho, S)$ и вычисляя полную производную по времени:

$$\frac{dp}{dt} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho \frac{dS}{dt} = c_i^2 \frac{d\rho}{dt} + \frac{p_i}{c_v} \frac{dS}{dt} = c_i^2 \frac{d\rho}{dt} + (\gamma - 1) \rho_i \frac{T_i}{T} q. \quad (16)$$

При вычислениях в (16) учтено, что $S = c_v \ln(p/\rho^\gamma)$, $c_p - c_v = R/\mu$, $\gamma = c_p/c_v$, что $dS/dt = q/T$, также учтено уравнение состояния идеального газа в виде $p = R\rho T/\mu$.

Таким образом, последнее уравнение системы имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)p = c_i^2 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\rho \right] + (\gamma - 1)\rho_i \varepsilon_i (C_T - C_\Lambda \rho \varepsilon_i^{3/2}). \quad (17)$$

Во избежание недоразумений подчеркнем, что индексом "i" помечены равновесные стационарные значения параметров.

Применяя стандартную процедуру линейного анализа, представляем давление, внутреннюю энергию, плотность и скорость среды в виде $f(r, \theta, \varphi, t) = f_i(r) + \tilde{f}(r, \theta, \varphi, t)$, где $|\tilde{f}| \ll f_i$, и, предполагая выполненными соотношения (5)–(7), получаем описывающую динамику малых неадиабатических возмущений линеаризованную систему уравнений, выписанную для однородных по θ областей:

$$\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial V_i}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} + \frac{\tilde{\rho}}{\rho_i^2} \frac{\partial p_i}{\partial r}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial r} + \frac{V_i \tilde{v}_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho_i r} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \theta}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial r} + \frac{V_i \tilde{v}_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho_i r \sin \theta} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \varphi}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (\tilde{\rho} V_i + \rho_i \tilde{v}_r)] + \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_i \tilde{v}_\theta \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\rho_i \tilde{v}_\varphi) \right] = 0. \quad (21)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial p_i}{\partial r} = c_i^2 \left(\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial \rho_i}{\partial r} \right) - p_i C_\Lambda (\varepsilon_i^{3/2} \tilde{\rho} + \frac{3}{2} \varepsilon_i^{1/2} \rho_i \tilde{\varepsilon}), \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial r} + \left[(\gamma - 1) \frac{\partial V_i}{\partial r} - (\gamma + 1) \frac{V_i}{r} + \frac{3}{2} C_\Lambda \rho_i \varepsilon_i^{3/2} \right] \tilde{\varepsilon} + \\ & + (\gamma - 1) \varepsilon_i \left[\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \frac{2 \tilde{v}_r}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial (\tilde{v}_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \varphi} \right) \right] = -C_\Lambda \varepsilon_i^{5/2} \tilde{\rho}. \end{aligned} \quad (23)$$

При получении (23) из (15) учтено (11).

Решения для возмущенных величин ищем в виде:

$$\tilde{f}(r, \theta, \varphi, t) = \hat{f}(\theta) r^{\beta_f} \exp \{i\chi(r, t) + im\varphi\}. \quad (24)$$

Исходя из необходимости сохранения потока энергии возмущений через сферу произвольного радиуса ($r^2 \tilde{p} \tilde{v}_r = \text{const}$), определяем, что показатель степени радиальных зависимостей амплитуд возмущений $\beta_f = \alpha_f - \alpha_\Psi/2$, где α_f — по-прежнему показатель степени для равновесных величин, $\alpha_\Psi = 2$ — показатель степени для гравитационного потенциала. Важно отметить, что решения вида (24) являются точными. Вводим обозначения: $k = \partial \chi / \partial r$, $\omega = -\partial \chi / \partial t$. В этом случае система (18)–(23) для рассматриваемой равновесной модели сводится к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$\frac{d\tilde{p}}{d\theta} = \hat{\omega}_i (\hat{\omega}_i + \delta_i) \rho_i r \hat{\xi}, \quad (25)$$

$$\frac{d\hat{\xi}}{d\theta} = \frac{r}{\hat{\omega}_i(\hat{\omega}_i + \delta_i)} \left[\lambda_i + \frac{m^2}{r^2 \sin^2 \theta} \right] \frac{\hat{p}}{\rho_i} - \hat{\xi} \operatorname{ctg} \theta. \quad (26)$$

В (25)–(26) $\hat{\omega}_i = \omega - kV_i$, $\delta_i = iV_i/r$, $\hat{\xi}$ — комплексная амплитуда возмущенного лагранжева θ -смещения среды такого, что:

$$\tilde{v}_\theta = \frac{d\tilde{\xi}}{dt} = -i(\omega - kV_i)\tilde{\xi} = -i\hat{\omega}_i\tilde{\xi}. \quad (27)$$

В (26) введено обозначение:

$$\begin{aligned} \lambda_i &= (k + \frac{i}{r})(k + \frac{2i}{r}) - \\ &- \left[\rho_i(\hat{\omega}_i^2 - \delta_i^2) + \frac{i}{r}(k + \frac{i}{r})p_i \right] \left[\frac{\hat{\omega}_i - 2\delta_i}{p_i} + \frac{i\hat{A}_\Lambda}{r\rho_i} \frac{(3\gamma - 1)(k + \frac{2i}{r})}{\hat{\omega}_i + \delta_i} \right] \times \\ &\times \left\{ \hat{\omega}_i - (3\gamma + 1)\delta_i + \hat{A}_\Lambda \left[(\gamma - 1)(\hat{\omega}_i - \delta_i) - iC_\Lambda \rho_i \varepsilon_i^{3/2} - \frac{3\gamma - 1}{\gamma r^2} \frac{c_i^2}{\hat{\omega}_i + \delta_i} \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\hat{A}_\Lambda = 1 - \frac{\frac{3}{2}iC_\Lambda \rho_i \varepsilon_i^{3/2}}{\hat{\omega}_i - \delta_i + \frac{3}{2}iC_\Lambda \rho_i \varepsilon_i^{3/2}}.$$

Для решения краевой задачи о нахождении собственных значений частот неустойчивых мод необходимо удовлетворить четырем граничным условиям:

$$\begin{cases} \hat{p}(0) = 0, & m \geq 1, \\ \hat{\xi}(0) = 0, & m = 0, \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} \hat{p}(\pi) = 0, & m \geq 1, \\ \hat{\xi}(\pi) = 0, & m = 0, \end{cases} \quad (30)$$

$$\hat{p}(\theta_0 - 0) = \hat{p}(\theta_0 + 0), \quad (31)$$

$$\hat{\xi}(\theta_0 - 0) = \hat{\xi}(\theta_0 + 0). \quad (32)$$

Дисперсионные свойства малых возмущений в рассматриваемой системе полностью характеризуются следующими безразмерными параметрами: постоянным вдоль струи числом Маха $M_j = V_j/c_j$, перепадом плотностей от окружающего газа к веществу струи $R = \rho_a/\rho_j = c_j^2/c_a^2$, не изменяющимся с радиусом относительным радиальным волновым числом kr , номером винтовой моды (числом рукавов спирали по азимуту) m , отношением периода звуковой волны к характерному времени релаксации газа струи $\tau = C_\Lambda \rho_j \varepsilon_j^{3/2}/kc_j$ и являющейся решением поставленной краевой задачи безразмерной фазовой скоростью $z = \omega/kc_j$, которая в данном случае также не зависит от радиуса. Наличие $Im z > 0$ — относительной скорости роста амплитуды возмущений, — означает неустойчивость данной моды.

Из двух параметров M_j и R лишь один независимый, а второй определяется в соответствии с соотношением (9): $M_j^2 = (1 - 1/R)/\gamma$. Кроме того, для простоты предполагаем, что газ везде имеет одинаковый состав,

поэтому коэффициент внешнего охлаждения τ_a оказывается связанным с коэффициентом охлаждения в струе соотношением: $\tau = \sqrt{R} \tau_a$.

Отметим, что в случае покоящейся среды без высвечивания ($V_i = 0$, $C_A = 0$, $\delta_i = 0$, $\hat{\omega}_i = \omega$) для возмущений с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_r$ непосредственно из линеаризованной системы уравнений, полагая $\hat{v}_\theta \equiv 0$, $m = 0$, получаем дисперсионное уравнение, эквивалентное $\lambda_i = 0$ в (27), решение которого имеет вид:

$$\omega = \pm k c_i \sqrt{1 + \frac{4\gamma - 1}{\gamma k^2 r^2}}. \quad (33)$$

Таким образом, в коротковолновом приближении $kr \gg 1$ получаем обычный закон дисперсии акустических волн: $\omega \simeq \pm k c_i$. Обратный предельный случай $kr \ll 1$ приводит к дисперсионному соотношению

$$\omega \simeq \pm \sqrt{\frac{4\gamma - 1}{\gamma}} \frac{c_i}{r}. \quad (34)$$

Выражение (34) описывает закон дисперсии длинноволновых гравитационно-звуковых волн.

2. Обсуждение результатов линейного анализа

Дисперсионные кривые, построенные по результатам решения поставленной краевой задачи на ЭВМ методом стрельбы, показаны на рис. 1–4. Спектр неустойчивых мод дискретен и достаточно сложен.

Во-первых, это поверхностные моды, обусловленные развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (КНИ — Kelvin–Helmholtz instability) на тангенциальном разрыве скорости между струей и окружающей средой, экспоненциально затухающие по амплитуде с удалением от границы струи в обе стороны по θ -координате.

Во-вторых, это моды волновода, который представляет собой струя, характеризующиеся двумя “квантовыми” числами — числом узлов собственных функций возмущенного давления между границей и осью симметрии струи n_j , определяемым в поперечном к этой оси направлении, и числом нулей по азимуту джета m (числом рукавов винтовой спирали на поперечном срезе струи). Осесимметричные моды с $m = 0$ называются пинчевыми, неосесимметричные — m -ми винтовыми по числу нулей по азимуту соответственно. Гармоники, не имеющие нулей по радиусу джета — основные, остальные — отражательные.

В-третьих, в спектре мод присутствуют слабо неустойчивые или затухающие ($\text{Im } \omega < 0$) гармоники, для которых с изменением какого-либо параметра неизменным остается число нулей θ -распределения возмущенного давления между границей струи и осью $\theta = \pi$, т.е. число нулей n_a этой функции в атмосфере, тогда как число нулей n_j в струе изменяется. Такие моды являются прямым следствием идеализированной постановки задачи, поскольку с формальной математической точки зрения атмосферу также можно рассматривать как волновод. Однако в реальной ситуации формирование стоячей по θ -координате волны между границей струи и осью $\theta = \pi$ будет нарушаться неизбежно присутствующими локальными неоднородностями.

Как было показано нами в [1], в отсутствие динамического охлаждения высвечиванием в рассматриваемой системе из-за слабой сжимаемости

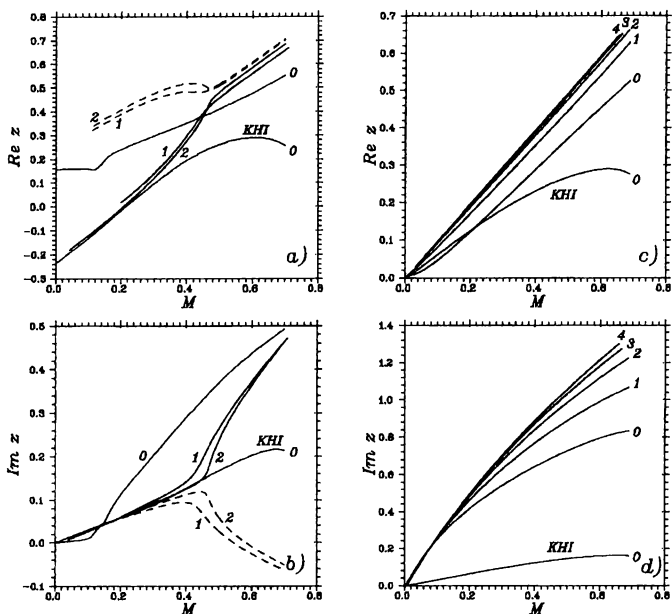


Рис. 1. Зависимости безразмерных фазовых скоростей $Re(\omega/kc_j)$ (a, c) и относительных скоростей роста амплитуды $Im(\omega/kc_j)$ (b, d) от числа Маха для различных адиабатических ($\tau = 0$ — a, b) неустойчивых мод и мод с высвечиванием ($\tau = 5$ — c, d). Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Штриховыми линиями показаны моды семейства u^+ . Показаны только гармоники моды $m = 0$. $\theta_j = 20^\circ$, $kr = 5$.

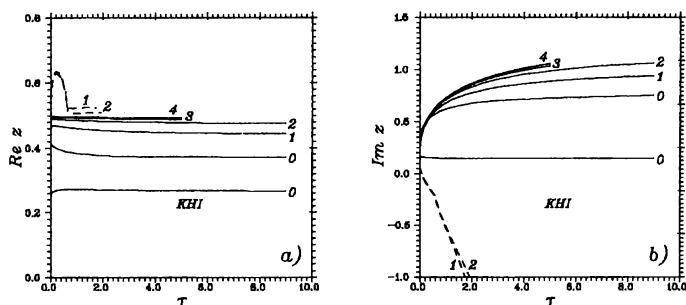


Рис. 2. Зависимости безразмерных фазовых скоростей $Re(\omega/kc_j)$ (a) и относительных скоростей роста амплитуды $Im(\omega/kc_j)$ (b) от параметра высвечивания τ для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Штриховыми линиями показаны моды семейства u^+ . Показаны только гармоники моды $m = 0$. $\theta_j = 20^\circ$, $M_j = 0.5$, $kr = 5$.

среды, с одной стороны, и значительной стратификации плотности — с другой, в каждой из сред локальный закон дисперсии допускает существование двух типов колебательных мод — гравитационно-акустических (ГАВ), представляющих собой обычные продольные звуковые волны, модифицированные градиентными эффектами, и внутренних гравитационных (ВГВ), обусловленных сдвиговой упругостью среды, вызванной дисбалансом сил плавучести и гравитации, и являющихся в несжимаемом пределе ($M_j \ll 1$) поперечными волнами.

Наличие выделенного направления — вектора сдвига скорости, параллельного гравитационной силе, — для каждого из этих типов мод в свою очередь выделяет волны, распространяющиеся вдоль сдвига скорости и против него. Поэтому, как видно из рис. 1, *a*, все моды расщепляются на два семейства; в системе отсчета, движущейся с веществом струи, моды одного семейства (u^+) распространяются от источника выброса, а моды другого семейства (u^-) — к источнику. В случае среды без высвечивания в широком диапазоне параметров все эти моды оказывались неустойчивыми (рис. 1, *a-1, b*).

Неустойчивость обусловлена эффектом сверхотражения и сверхпреломления, имеющим место, если выполняется условие $V > c_1 + c_2$, где V — перепад скорости газа на тангенциальном разрыве, c_1 и c_2 — характерные скорости распространения малых возмущений в каждой из сред. Этот эффект был впервые обнаружен Майлсом и Рибнером для акустических волн [6–7] и обусловлен обращением направления потока энергии в волне, преломившейся на сверхзвуковой границе раздела — уходящая от нее волна переносит энергию к этой же границе раздела и передает ее отраженной волне, вследствие чего последняя усиливается. В случае, когда усиленные таким образом возмущения имеют возможность, испытав отражение от чего-либо, вернуться к обсуждаемой границе раздела (в рассматриваемой ситуации отражение происходит от оси струи), возникает неустойчивость мод соответствующего волноводного слоя, имеющая характер акустического резонанса. Неустойчивость данного типа для акустических мод подробно исследовалась применительно к струйным выбросам из молодых звезд для джетов с высокой степенью коллимации (см., напр., [11–14]). В рассматриваемом случае, несмотря на дозвуковой характер течения, необходимое для сверхотражения превышение сдвига скорости на границе струи над скоростью волн вдоль этой границы достигается за счет малости характерной скорости распространения внутренних гравитационных волн (для отвечающих рис. 1, *a-1, b* значений параметров она составляла примерно $\simeq 0.2$). Поэтому в [1] был сделан вывод о том, что учет гравитации приводит к появлению дополнительных неустойчивых мод струи — волноводно-резонансных внутренних гравитационных с механизмом раскачки, обусловленным сверхотражением волн этого типа от границ струи.

Для гравитационно-акустических волн из-за малых чисел Маха условие сверхотражения не выполняется и физической причиной неустойчивости служит преимущественно эффект Бернулли — на слое сдвига скорости между веществом струи и окружающим ее газом развивается хорошо исследованная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Вместе с тем именно эти волны резонируют между границей струи и осью $\theta = \pi$ с образованием стоячей слабо неустойчивой волны в случае среды без релаксации.

Учет радиативных потерь приводит к радикальному изменению спек-

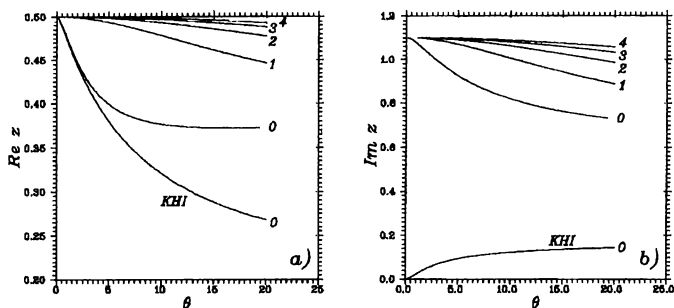


Рис. 3. Зависимости безразмерных фазовых скоростей $Re(\omega/kc_j)$ (a) и относительных скоростей роста амплитуды $Im(\omega/kc_j)$ (b) от угла полураствора струи θ_j для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Показаны только гармоники моды $m = 0$. $M_j = 0.5$, $kr = 5$, $\tau = 5$.

тра неустойчивых мод рассматриваемой системы.

Гравитационно-акустические моды полностью подавляются динамическим охлаждением высвечиванием, причем декременты их затухания в десятки и сотни раз превышают частоту. Реально это означает, что они не смогут даже возникнуть, поэтому отвечающие им дисперсионные кривые мы не показываем на рисунках во избежание загромождения последних.

Поверхностные моды КНН крайне слабо чувствительны к высвечиванию — характерное время их нарастания лишь незначительно уменьшается в сравнении со случаем адиабатических возмущений (см. рис. 1, 2).

Волноводно-резонансные моды внутренних гравитационных волн семейства u^+ становятся затухающими уже при малых значениях параметра высвечивания τ и характерное время их затухания быстро уменьшается с его ростом — рис. 2, b. Можно, таким образом, утверждать, что они также полностью подавляются высвечиванием. Отвечающие этим модам дисперсионные кривые мы показываем только на рис. 1, a-1, b и на рис. 2.

Волноводно-резонансные моды внутренних гравитационных волн семейства u^- значительно усиливаются из-за радиативных потерь. Их относительная скорость роста возрастает с ростом τ (рис. 2), не выходя на насыщение (последнее утверждение проверялось нами просчетами до значения $\tau = 100$).

Для понимания последнего эффекта следует воспользоваться выражением, связывающим плотность энергии волны E в движущейся среде с плотностью энергии волны E_0 в системе отсчета, движущейся вместе со средой [8]:

$$E = E_0 \frac{\omega}{\omega - kV}. \quad (35)$$

Отметим, что, хотя выражение (35) изначально получено для звуковых волн, оно имеет универсальный характер, поскольку допускает простую квантовую интерпретацию: число квантов волнового поля $N = 2\pi E/h\omega = 2\pi E_0/h(\omega - kV)$ [8]. Таким образом, моды семейства u^+ , для которых

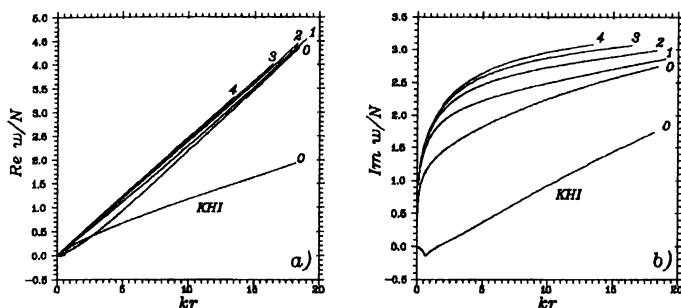


Рис. 4. Зависимости безразмерной частоты $Re(\omega/N)$ (a) и инкремента $Im(\omega/N)$ (b) от безразмерного радиального волнового числа kr для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Показаны только гармоники моды $m = 0$. $M_j = 0.5$, $\theta_j = 20^\circ$, $\tau = 5$.

$Re \omega > V_j$ ($Re z > M_j$), имеют в струе положительную плотность энергии, а моды семейства u^- , для которых $0 < Re \omega < V_j$ ($0 < Re z < M_j$), — отрицательную. Поэтому уменьшение энергии волны из-за высвечивания приводит к уменьшению энергии мод u^+ и соответственно к их затуханию, и наоборот, к увеличению абсолютного значения плотности энергии мод u^- и к соответствующему их усилению. Последняя ситуация представляет собой типичный пример радиативно-диссипативной неустойчивости.

Характерной особенностью данных мод ВГВ является то, что максимум возмущенного давления достигается на границе струи, тогда как возмущенное смещение ξ этой границы в поперечном к ней направлении и возмущение плотности равны нулю для адиабатических возмущений и незначительно возрастают с ростом параметра τ . Кроме того, вне струи амплитуды возмущений очень быстро убывают с удалением от струи, что обусловлено различием волновых сопротивлений сред: $\rho_j c_j < \rho_a c_a$.

На рис. 4 мы показываем зависимости частоты неустойчивых возмущений от безразмерного волнового числа kr . При этом удобно нормировать частоту не на частоту звуковых волн, которая сама зависит от k , а на характерную частоту ВГ-волн — частоту Брента-Вэйсяля:

$$N^2 = \frac{1}{\rho_j} \frac{dP_j}{dr} \left(\frac{1}{\rho_j} \frac{d\rho_j}{dr} - \frac{1}{\rho_j c_j^2} \frac{dP_j}{dr} \right) = \frac{3\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{c_j^2}{r^2}. \quad (36)$$

Как видно из рис. 4, б, наш анализ предсказывает неограниченное уменьшение характерного времени роста неустойчивых ВГВ-мод с уменьшением радиальной длины волны. Тем не менее, следует учитывать, что наличие переходного слоя конечной толщины l , в котором скорость плавно меняется от значения V_j внутри струи до нуля снаружи, приведет к стабилизации возмущений с длиной волны $\lambda \leq l$.

В заключение сделаем два небольших замечания.

Хотя на рисунках приводятся дисперсионные кривые только для осесимметричных пинчевых мод, результаты для винтовых ($m \geq 1$) мод качественно полностью совпадают.

Расчеты для биполярного выброса с соответствующим изменением граничного условия (30) привели к результатам, тождественно совпадающим с обсуждаемыми здесь результатами для униполярного выброса, что является прямым следствием отмеченной выше локализации неустойчивых мод вблизи границ струи.

3. Основные выводы

Таким образом, проведенный нами линейный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. Конические выбросы вещества, находящиеся в поле квадратичного гравитационного потенциала и подобные наблюдаемым в ряде сейфертовских галактик, неустойчивы относительно резонансно-волнового развития широкого спектра пинчевых и винтовых внутренних гравитационных мод.
2. Динамическое охлаждение высвечиванием полностью подавляет все гравитационно-акустические моды, слабо влияет на неустойчивые поверхностные моды Кельвина-Гельмгольца, приводит к затуханию волноводно-резонансных внутренних гравитационных мод, распространяющихся относительно вещества струи от источника выброса, и, наоборот, значительно усиливает неустойчивость таких мод, распространяющихся к источнику.
3. Указанное усиление имеет характер радиативно-диссипативной неустойчивости мод отрицательной плотности энергии.
4. За формирование наблюдаемых регулярных структур в конусах излучения в окрестности ядер сейфертовских галактик могут быть ответственны только поверхностные неустойчивые моды и медленные (распространяющиеся по струе к источнику) волноводно-резонансные внутренние гравитационные моды.

Автор признателен Д.В.Лукину, В.В.Леви и С.С.Храпову за многочисленные полезные обсуждения. Настоящая работа выполнена в рамках межотраслевой научно-технической программы "Астрономия".

Список литературы

1. Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Левин К.А., Мусцовой В.В., Петрюк Б.П., Храпов С.С. Конусы ионизации в галактиках с активными ядрами // Физика Космоса: Обзорные лекции по астрономии: 28-я междунар. студ. науч. конф. Екатеринбург: УрГУ, 1999.
2. Wilson A.S., Tsvetanov Z.I. // Astron. J. 1994. V.107. P.1227.
3. Tsvetanov Z.I., Morse J.A., Wilson A.S., Cecil G. // Astrophys. J. 1996. V.458. P.172.
4. Morse J.A., Raymond J.C., Wilson A.S. // PASP. 1996. V.108. P.426.
5. Falcke H., Wilson A.S., Simpson C., Bower G.A. // Preprint SISSA, Astroph / 9608038. 1996.
6. Miles J.W. // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V.29. P.226.
7. Ribner H.S. // Ibid. P.435.
8. Ландау Л.Д., Lifshits E.M. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
9. Norman M.L., Stone J.M. // Astrophys. J. 1997. V.483. P.121.
10. MacDonald J., Bailey M.E. // MNRAS. 1981. V.197. P.995.

11. Ferrari A., Massaglia S., Trussoni E. // MNRAS. 1982. V.198. P.1065.
12. Payne D.G., Cohn H. // Astrophys. J. 1985. V.291. P.655.
13. Hardee P.E., Norman M.L. // Ibid. 1988. V.334. P.70.
14. Norman M.L., Hardee P.E. // Ibid. P.80.

А.В.Сергеев

Международный центр астрономических
и медико-экологических исследований

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ НА ПИКЕ ТЕРСКОЛ

В лекции рассмотрены аппаратно-программные наблюдательные комплексы пика Терскол и дан краткий обзор астрономических исследований последних лет. Обсерватория Международного центра астрономических и медико-экологических исследований, далее МЦ АМЭИ, учреждена как объединенный институт Национальной академии наук Украины, Российской Академии наук и Правительства Кабардино-Балкарии. МЦ АМЭИ располагает отделениями в Киеве и поселке Терскол. Наблюдательная площадка с крупным телескопом Цейсс-2000, двумя малыми телескопами Цейс-600 и солнечным телескопом расположена в живописном Баксанском ущелье в Приэльбрусье, на пике Терскол, на высоте 3100 м над уровнем моря. В поселках Эльбрус (1800 м) и Терскол (2100 м) находятся жилые корпуса и оборудование для медико-экологических исследований, там же сотрудники обсерватории проходят и акклиматизацию перед работой в обсерватории.

Каждый телескоп — это специализированный астрономический комплекс для решения широкого круга задач. Комплекс Зеркального Телескопа Терскола, далее ЗТТ, завершен в 1997г. на базе 2-м телескопа 3-го поколения с ситалловым зеркалом фирмы *Карл Цейсс Йена*. Оптическая схема этого телескопа системы Ричи-Кретьена-кудэ открывает уникальные возможности для решения приоритетных задач современной астрономии. Для проведения исследований на комплексе ЗТТ астрономам в настоящее время доступны кроме штатных приборов и два прибора мирового уровня: двухканальный фокальный редуктор с двумя ПЗС-камерами и трехкамерный спектрометр в фокусе кудэ ($R=40000$, 80000 и 200000). Основные направления исследований последних лет, которые выполнялись с фокальным редуктором: поляриметрические исследования комет и астероидов [1]; узкополосная и широкополосная спектrophотометрия комет и астероидов [2, 3]; астрометрия и фотометрия внутренних спутников Юпитера (Thebe, Amalthea и Methis) [6]; изучение пространственной структуры, температуры и плотности распределения материи тора Io; исследование малых тел Солнечной системы, принадлежащих областям за пределами орбиты Юпитера. Поиск планетных систем и исследования спектров звезд, аналогов Солнца, со сверхвысоким спектральным разрешением ($R=200000$) начаты нашей обсерваторией совместно с астрономами САО РАН и ГАО НАН Украины [5].

Оригинальные результаты получены в последние годы и на комплексе скоростного двухканального фотометра, созданного на базе телескопа Цейс-600, в серии синхронных наблюдений на нескольких телескопах [5].

Список литературы

1. *Kiselev N.N., Rosenbush V.K., and Jockers K.* Polarimetry of asteroid 2100 Ra-Shalom at large phase angle // *Icarus*. 1999. 140. P.464–466.
2. *Jockers K., Credner T., and Bonev T.* Water ions, dust and CN in comet 46P/Wirtanen // *Astron. Astrophys.* 1998. V.335. P. 56–59.
3. *Bonev T., Jockers K. and Credner T.* Comet Hale-Bopp: velocity field of ions from Fabry-Perot imaging // *Earth, Moon and Planets*. 1999. (In press).
4. *Мусаев Ф.А., Галазутдинов Г.А., Сергеев А.В., Карнов Н.В и др.* Кудзешелле спектрометр для 2-м телескопа на пике Терскол // *Кинематика и физика небесных тел*. 1999. Т.15. С.282–287.
5. *Zhilyaev B.E., Romanyuk R.O., Sergeev A.V. и др.* Observation of Short-Period Brightness Oscillations of Jupiter, Saturn and their Satellite // *Письма в Астрон. журн.* (В печати).
6. *Кулик И.В., Йокерс К., Карнов Н.В., Сергеев А.В.* Астрометрические ПЗС-наблюдения спутников Юпитера Тебы, Амальтеи и спутника Сатурна Фебы в оппозиции 1998 г. // *Кинематика и физика небесных тел*. (В печати).

М.А.Смирнов, Л.В.Рыхлова
Институт астрономии РАН

ОПТИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ — НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ В ПОЗНАНИИ ВСЕЛЕННОЙ

Основными задачами астрометрии являются построение инерциальной системы координат и определение пространственных положений изучаемых небесных тел. Построение инерциальной системы координат может быть осуществлено по наблюдениям внегалактических источников, имеющих пренебрежимо малое собственное движение. Все точечные внегалактические источники имеют малую яркость, и никакими наземными средствами не могут наблюдаться в оптическом диапазоне для высокоточных координатных измерений. Поэтому современная астрометрия использует в качестве опорной систему небесных координат, опирающуюся на радиоинтерферометрические наблюдения внегалактических радиоисточников. Практическое использование полученной системы координат может осуществляться путем привязки к ней положений ярких звезд, наблюдаемых оптическими системами ориентации, причем число звезд с точными координатами должно быть достаточно для работы современных навигационных систем. Яркие звезды находятся сравнительно недалеко от Земли, так что их собственное движение составляет значительную величину (до десятых долей угловой секунды в год и более). Каталог положений звезд, определенных в инерциальной системе координат, должен включать в себя точные значения их собственных движений. Ошибки положений звезд, накапливаемые со временем из-за неточностей в определении собственных движений, приводят к деградации построенного каталога и требуют повторных наблюдений для уточнения собственных движений. Отсюда вытекает необходимость периодических или постоянных наблюдений небесных тел с целью поддержания уже имеющихся каталогов.

Другая задача астрометрии состоит в построении пространственной картины Вселенной и определении шкалы межзвездных расстояний, являющейся фундаментом современной астрофизики. Используемая сегодня шкала межзвездных расстояний базируется на измерении параллаксов небольшого числа звезд, удаленных на десятки парсек, то есть находящихся совсем близко от Земли, а расстояния до важных в астрофизическом плане объектов получаются путем сложных и ненадежных редукиций. Наземная радиоинтерферометрия исчерпала возможности как повышения точности астрометрических наблюдений, так и расширения числа доступных для наблюдений объектов. Наземная оптическая астрометрия достигла уровня, который непреодолимо ограничен земной атмосферой. Единственной альтернативой являются наблюдения из космоса, причем физические ограничения для оптического диапазона менее значимы, чем для радиодиапазона.

В результате проведения космической миссии с оптическим телескопом "Гиппаркос" в 1992 г. достигнут уровень точности измерения координат звезд $0''.001$. Однако результаты миссии "Гиппаркос" не гарантируют отсутствия систематических ошибок в полученной системе координат, а короткий период ее работы не позволяет провести измерения собственных движений звезд с соответствующей точностью.

В России разрабатывается проект космического астрометрического оптического интерферометра "ЗОДИАК", который предусматривает создание фундаментальной системы высокоточных координат на сетке из нескольких тысяч звезд с точностью в 100 раз более высокой, чем полученной в космической миссии "Гиппаркос", и получение параллаксов репрезентативных выборок звезд разных классов до 100 килопарсек. Аналогичная точность планируется в готовящихся NASA и ESA проектах космических интерферометров, но качественно новые решения проекта "ЗОДИАК" гарантируют получение планируемого результата при стоимости работ на порядок меньше, чем в иностранных проектах.

Современный астрометрический проект, реализующий высокую точность координатных измерений, должен предусматривать решение проблемы кратных звезд. До проведения миссии "Гиппаркос" считалось, что большинство звезд — одиночные, но обработка наблюдений "Гиппаркоса" показала, что это совсем не так. Число двойных и кратных звезд, по-видимому, составляет не менее 80%. Орбитальные движения таких звезд относительно центров масс заметно превышают точность измеренных положений, но не описываются линейным параметром "собственное движение". Поэтому надежда получить идеальную систему координат на основе положений и собственных движений на уровне точности 0.1 mas не оправдалась. Выход на еще более высокие точности без разрешения проблемы кратных звезд невозможен.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МАЗЕРЫ И МЕЖЗВЕЗДНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Мы видим яркий мазер на квантовом переходе молекулы, когда он эффективно усиливает радиоизлучение. Это происходит, если молекулы с высокой скоростью переносятся с нижнего на верхний уровень мазерного перехода и соответствующих молекул много на луче зрения.

За фронтом ударной волны нарушается термодинамическое равновесие между компонентами среды (необходимое условие накачки мазера), и включаются интенсивные химические процессы, приводящие к резкому увеличению содержания ряда молекул. Этим объясняется наблюдаемая в межзвездных объектах связь между мощными мазерами и ударными фронтами (см., напр., [1]).

Кроме того, ударные волны порождают неоднородности в поле физических параметров и скоростей. Это способствует тому, что мазерное излучение концентрируется в определенных направлениях, а не "распыляется" по всей небесной сфере [2]. Как следствие, мазеры за фронтами ударных волн особенно яркие.

Естественно, чтобы их увидеть, требуется благоприятное стечение обстоятельств.

В лекции будет идти речь о том, как исследования мазеров проясняют природу и происхождение межзвездных ударных волн и связанных с ними объектов.

Список литературы

1. *Frail D.A., Mitchell G.F.* OH (1720 MHz) masers as signposts of molecular shocks. // *Astrophys.J.* 1998. V.508. P.690-695.
2. *Sobolev A.M., Wallin B.K., Watson W.D.* Astrophysical maser radiation from a turbulent medium: application to 25 GHz methanol masers. // *Ibid.* V.498, P.763-772.

НОВЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ МОДЕЛЬ АЛЬВЕНА—КАРЛКВИСТА

Исследуется класс магнитостатических решений, описывающих вертикальный осесимметричный однородно скрученный магнитный жгут переменного сечения, погруженный в гидростатическую атмосферу с однородным (и также вертикальным) магнитным полем. В решении произвольным образом может быть задана одна из двух функций: распределение плотности плазмы по высоте или геометрическая форма магнитных поверхностей. Такой подход позволяет, в частности, легко получить решение для равновесного магнитного жгута с "перетяжкой" сечения. Полученное решение может служить фундаментом для обоснования идеи Альвена—Карлквиста о природе солнечной вспышки. Суть этой идеи состоит в том, что электрический ток, протекающий вдоль волокна, при достижении им некоторой критической плотности может быть "заперт" вследствие резкого повышения омического сопротивления одной из частей электрического контура. В модели вспышки, построенной на основании данного решения, относительно небольшое квазистатическое изменение скрученности закрепленных в фотосфере квазивертикальных оснований магнитной петли способно привести к значительному росту локальной перетяжки поля, в области которой достигаются одновременно два условия: уменьшение плотности плазмы и возрастание плотности тока. Результатом этого может быть возбуждение плазменных неустойчивостей и появление аномального сопротивления плазмы, на несколько порядков превышающего нормальное.

УСТОЙЧИВОСТЬ СЛАБОВОЗМУЩЕННЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Введение

Понятие устойчивости является одним из немногих фундаментальных понятий, важных для нас во всех масштабах от кварков до скоплений галактик.

В неустойчивом мире жизнь не может возникнуть. В слабоустойчивом мире, где планеты через сотню-другую миллионов лет сталкиваются или покидают свои солнца, где все звезды вспыхивают с таким же характерным временем между вспышками, жизнь не доживет до разумной стадии. Да здравствует устойчивость!

С другой стороны, полная или почти полная устойчивость смерти подобна. Не взрывались бы сверхновые, не было бы и Земли, ее не из чего было бы построить. Еще пример: передвигаться на четырех ногах — гораздо устойчивее, чем на двух. Да здравствует разумное сочетание устойчивости и неустойчивости!

В настоящей работе мы исследуем устойчивость гравитирующих систем небесных тел, стесненных следующими ограничениями.

- Число тел невелико, и каждое обладает индивидуальностью. Тем самым исключаются галактики, шаровые скопления, кольца планет. Для них важна устойчивость конфигурации, а если десяток звезд покинет скопление или сотня камешков кольца упадет на Сатурн, это неважно.
- Система является слабовозмущенной: можно ввести малый параметр μ такой, что при $\mu = 0$ система описывает простое движение, называемое невозмущенным. При истинном значении μ возмущения (отклонения от невозмущенного движения) могут накапливаться. Ясно, что при $t \sim T_0 \mu^{-1}$, где T_0 — характерное время для невозмущенной системы, отклонения могут стать значительными.

Кратные звезды со сравнимыми массами и расстояниями между компонентами нельзя отнести к слабовозмущенным системам \mathcal{S} , если кратные системы больше двух. Планетная система принадлежит \mathcal{S} , за μ можно принять отношение масс Юпитера и Солнца. Тройная звезда со сравнимыми массами принадлежит \mathcal{S} , если она состоит из тесной двойной и удаленной третьей. То же верно для системы более высокой кратности, если она разбивается на несколько подсистем из одиночных или тесных двойных, а расстояния между подсистемами растут в геометрической прогрессии. Система *Земля — Луна — Солнце* эквивалентна для нашей задачи тройной звезде. Спутниковые системы других планет представляют собой комбинации планетной и кратной звездной системы.

Мы будем заниматься в основном планетной системой нашего Солнца.

Уточним, какого вида устойчивость нас интересует. Потребуем малости возмущений ключевых величин на заранее фиксированном промежутке времени Δt .

- *Ключевые величины.* Если пожадничать и включить в ключевые все компоненты вектора состояния, устойчивыми останутся лишь тривиальные системы типа описываемых уравнением $\ddot{x} = 0$. Неустойчиво даже движение по окружности в задаче одного притягивающего центра относительно вариации начальных данных. В самом деле, изменение большой полуоси влечет изменение среднего движения, так что по прошествии некоторого времени угол между возмущенным и невозмущенным радиусом-вектором станет равным 180° .

В ключевые мы включим оскулирующие большие полуоси, эксцентриситеты и наклоны. Казалось бы, наклон можно и убрать. Его неустойчивость для Земли, например, задела бы только астрологов: беднякам пришлось бы составлять гороскопы не только Девам, но и Волосам Вероники. Однако мир так устроен, что устойчивость по эксцентриситетам редко сочетается с неустойчивостью по наклонам. В резонансных случаях к ключевым надо добавлять аргументы перигелиев и/или долготы узлов.

- *Малость возмущений величины* ξ означает $|\Delta\xi| < f(\mu)$, где f непрерывна и $f(0) = 0$. На практике достаточно считать $f(\mu) = C\mu^\sigma$, чаще всего $\sigma = 1$ или $\sigma = 1/2$.

- *Промежуток времени* должен отвечать смыслу задачи. Случай $\Delta t \sim T_0$ неинтересен. Действительно, на промежутке T_0 устойчивость гарантирована $|\Delta\xi| \sim \mu$. Другой крайний случай $\Delta t = \infty$ излюблен математиками. За редчайшими исключениями в астрономических задачах он приводит к неустойчивости. Достаточно возмущения в ангстрем за год, чтобы получить парсек за 10^{27} лет.

Любая реальная система имеет конечное Δt , за которым нет смысла ее рассматривать. Обычно полагают $\Delta t \sim T_0 \mu^{-\sigma_1}$, $\sigma_1 = 1 \div 4$.

До Ньютона

Проблема устойчивости Солнечной системы имеет столь большое значение для человечества, что интересно взглянуть на нее в исторической перспективе.

Начнем с древнейших времен. На любой вопрос об устойчивости люди заготовили два ответа: *всё возвращается на круги своя и ничто не вечно под Луной*. На вопрос об устойчивости Солнечной системы¹ давали оба ответа одновременно! С одной стороны, не сомневались в квазипериодичности движения светил. Примером тривиальнейших суждений служили сентенции вроде «после зимы придет весна» (а с чего бы это?). С другой стороны, ожидали страшной катастрофы, конца света, наблюдая кометы и солнечные затмения. Только мудрые чукчи и другие северные народы знали, что неустойчивость в принципе может быть постепенной, а не катастрофической. Постепенно к зиме Солнце опускается все ниже и ниже, скрывается на месяцы под горизонт. А поднимется ли снова?

¹Я употребляю современную терминологию. Древние понятия не имели о Солнечной системе, но вполне могли размышлять, не упадет ли Луна на Землю и не скроется ли Солнце от нас навсегда.

Первая научная теория Гиппарха – Птолемея – Аристарха – Коперника представила движение небесных тел суммой круговых движений. Положения и скорости описываются квазипериодическими функциями Боля от времени и характер движения неизменен на *бесконечном* в обе стороны промежутке времени. Второй ответ (о бренности подлунного мира) для лунного и надлунного был отброшен как ненаучный (погорячились!), и сентенция о кругах стала звучать до противного часто.

Теория Кеплера не изменила квазипериодичности.

НЬЮТОН

Наука в современном смысле слова начинается с выхода в свет в 1867 г. “Математических начал натуральной философии” И. Ньютона. Последний составил дифференциальные уравнения задачи N тел. Проинтегрировал их в простых функциях для $N = 2$. Убедился, что уравнения движения Солнца и планет образуют словозамуценную систему. Отношение масс Юпитера и Солнца дает малый параметр $\mu \sim 10^{-3}$, период обращения Юпитера — характерное время $T_0 \sim 10$ лет. Ньютон сумел проинтегрировать систему способом, получившим позднее название *метода малого параметра* и доведенным до совершенства А.М. Ляпуновым и А. Пуанкаре.

Оскулирующие элементы каждой планетной орбиты предстали суммой большого числа периодических членов вида $B \cos(\nu t + \varphi)$ и одного векового члена вида At . Вековые возмущения в долготы узлов и перигетров и тем более в средних аномалиях не меняют структуры Солнечной системы. В больших полуосях они не обнаружились. Но к ужасу Ньютона они присутствовали в наклонах и эксцентриситетах! А это постепенно разрушает гармонию неба. Легко подсчитать, например, что через 200 тыс. лет орбиты Земли и Марса в модели Ньютона пересекутся, что вызовет катастрофическое изменение орбит или даже столкновение Марса с Землей.

Итак, по Ньютону Солнечная система устойчива на временах порядка $T_0 \mu^{-1} \sim 10^4$ лет. Но она теряет устойчивость на временах порядка $T_0 \mu^{-2}$ и даже $T_0 \mu^{-1.5}$. Великий Часовщик создал часы не абсолютного совершенства, нуждающиеся в ремонте раз в несколько десятков тысяч лет.

Метод малого параметра

Все же великий англичанин поспешил с выводами, переоценив мощь метода малого параметра. Расскажем о последнем чуть подробнее. Представим состояние планетной системы вектором медленных переменных x размерности $5N$ и вектором быстрых переменных y размерности N , где N — число планет. В последний включим средние долготы, в первый — остальные элементы, постоянные в невозмущенном движении. Дифференциальные уравнения примут форму

$$\dot{x} = \mu f(x, y), \quad \dot{y} = \omega(x) + \mu g(x, y). \quad (1)$$

Метод малого параметра представляет решение в виде

$$x = \sum_{n=0}^{\infty} x_n(t) \mu^n, \quad y = \sum_{n=0}^{\infty} y_n(t) \mu^n. \quad (2)$$

Начальные члены при $n = 0$ описывают невозмущенное движение: вектор x_0 постоянен, вектор углов y_0 линейно зависит от времени с частотами (средними движениями) ω , зависящими от x_0 . Следующие слагаемые в (2) получаются квадратурами от операторов сложения, умножения и частного дифференцирования ω, f, g вдоль невозмущенной траектории.

Ньютон не нашел вековых членов в больших полуосях не потому, что плохо искал. Ж.Лагранж и П.Лаплас доказали отсутствие вековых возмущений больших полуосей первого порядка по μ . С.Пуассон распространил результат на вековые возмущения больших полуосей второго порядка (но смешанные возмущения второго порядка найдены). А.Пуанкаре обобщил результат, доказав так называемую теорему о ранге [1]. Но последняя не препятствует появлению вековых членов третьего порядка, и они действительно были обнаружены. Очень важно для нас замечание Пуанкаре: ряды (2) информативны только внутри промежутка сходимости. Великий француз привел оценку радиуса сходимости, к сожалению чудовищно заниженную. Позднее К.В.Холшевников нашел точную по порядку оценку [1]: ряды (2) сходятся при

$$|t| < \frac{C_1}{\mu}$$

и расходятся при

$$|t| > \frac{C_2}{\mu}$$

при некоторых постоянных C_1, C_2 . Внутри промежутка сходимости для отвечающих большим полуосям компонент вектора медленных переменных $\|x - x_0\| < C_3\mu$; для остальных компонент x и для быстрых переменных $\|x - x_0\| < C_4, \|y - y_0\| < C_5$.

Итак, метод малого параметра доказывает устойчивость Солнечной системы на временах порядка $T_0\mu^{-1}$, но ничего не может сказать о больших временах. Вместо *неустойчивости* по мнению Ньютона — знак вопроса.

Метод осреднения в соединении с качественными методами

Предложенный Лагранжем и Лапласом метод осреднения претерпел многочисленные модификации (К.Гаусс, Ш.Делоне, А.Линдстедт, Х.Цейпель, Н.М.Крылов, Н.Н.Боголюбов, Н.Д.Моисеев, Н.Ф.Рейн, В.М.Волосов, Е.А.Гребеников и др.) и, хотя и не доведен до совершенства, позволил продвинуться в нашей задаче дальше. Поясним суть метода. Отыскивается замена переменных $x \mapsto X, y \mapsto Y$

$$x = X + \sum_{n=0}^{\infty} u_n(X, Y)\mu^n, \quad y = Y + \sum_{n=0}^{\infty} v_n(X, Y)\mu^n, \quad (3)$$

удовлетворяющая двум условиям. Во-первых, u_n, v_n периодически зависят от каждой компоненты Y . Во-вторых, дифференциальные уравнения для новых переменных имеют ту же форму (1)

$$\dot{X} = \sum_{n=1}^{\infty} \mu^n F_n(X), \quad \dot{Y} = \omega(X) + \sum_{n=1}^{\infty} \mu^n G_n(X), \quad (4)$$

причем F_n, G_n не зависят от Y .

Величины первого приближения F_1, G_1 суть средние значения f, g по Y , откуда и название метода. Оба условия совместны лишь в нерезонансном случае. При остром резонансе метод усложняется, но мы не будем углубляться в дебри.

Аналогом теорем Лапласа – Лагранжа и Пуассона в методе осреднения служит следующая гораздо более простая теорема. *Компоненты F , отвечающие большим полуосям, равны нулю.* Иными словами, средние большие полуоси¹ постоянны.

Итак, если ряды метода осреднения сходятся (а они не зависят от времени!), то осциллирующие большие полуоси изменяются на малую вместе с μ величину. Качественными методами теории устойчивости по Ляпунову (в менее изящной форме это проделали еще Лагранж и Лаплас) нетрудно установить, что близкие в начальную эпоху к плоским круговым орбиты вечно остаются таковыми при условии малости изменения больших полуосей. В соединении с предыдущим результатом получаем, что Солнечная система устойчива на бесконечном промежутке времени, если сходятся ряды метода осреднения.

В начале XX в. А. Пуанкаре доказал, что эти ключевые ряды не сходятся ни в какой сколь угодно малой области пространства переменных X , помноженной на тор быстрых переменных Y . Отрицательный этот результат привел в уныние многих. Но за ним последовали два положительных. В первой половине века Н.М. Крылов и Н.Н. Боголюбов установили асимптотический характер ключевых рядов [2]. Во второй половине века создатели КАМ-теории А.Н. Колмогоров, В.И. Арнольд и Ю. Мозер доказали сходимости рядов на нигде не плотном множестве, мера которого сколь угодно близка к полной при достаточно малых μ [2]. Л.Л. Соколов и К.В. Холшевников показали, что “достаточная малость” достигается при планетарных массах, хотя до массы Юпитера дотянуть не удалось. Н.Н. Нехорошев оценил скорость развития неустойчивости. Траектория, начинающаяся в “нехорошем” множестве (множестве расходимости ключевых рядов), при достаточно малом μ дрейфует (диффузия Арнольда) со скоростью $V \sim \exp(-1/\mu^\alpha)$ при некотором $\alpha > 0$. Асимптотически V меньше μ^β для любого β .

В результате описанных исследований установлена устойчивость Солнечной системы на временах порядка $T_0 \mu^{-2} \sim 10^7$ лет. Большие времена скрыты в тумане.

Численные и численно-аналитические методы

С семидесятых годов на помощь аналитике приходят численные методы. Шаг интегрирования пропорционален наименьшему из периодов обращения принятых во внимание планет. Поэтому на временах порядка возраста Солнечной системы ($5 \cdot 10^9$ лет) исследована только система планет-гигантов и Плутона. Она оказалась в высшей степени устойчивой, свободной от какой-либо раскачки. Подтверждена нерезонансность системы планет-гигантов и острая резонансность орбиты крошечного Плутона. О нем я не буду больше говорить, т.к. по всем своим характеристикам

¹Приношу извинения филологам за это ужасное сочетание. Слово “средние” говорит о “средних элементах”, т.е. новых переменных X, Y .

Плутон — не большая планета, а наибольший представитель тел пояса Койпера.

Что касается всей системы, начиная от Меркурия, то ее рассмотрение требует на два-три порядка больше машинного времени. Поэтому результаты получены лишь для $\Delta t \sim 10^8$ лет и показали большую изменчивость орбит внутренних планет по сравнению с внешними.

Численным моделированием найдена степень малости μ , нужная для устойчивости орбит планет-гигантов. Последняя сохраняется при $\mu < 1/30$, а при больших значениях параметра система разваливается через несколько десятков тысяч лет.

В восьмидесятые годы Ж.Ласкар начинает реализацию старой идеи аналитического нахождения осредняющего преобразования (3) и последующего численного решения системы (4) в средних элементах. Здесь преодолеваются огромные аналитические и численные трудности. Результаты Ласкара оказались очень интересными.

Так как шаг интегрирования (4) может быть выбран порядка 250 лет, удалось продлить интервал решения до десятков миллиардов лет. Подтверждена устойчивость орбит планет-гигантов. Но планеты земной группы оказываются на границе устойчивости, а устойчивость орбиты Меркурия и вовсе под вопросом. Через $3 \cdot 10^9$ лет он может столкнуться с Венерой. Сомнения высказаны самим Ласкаром в предположении, что его теория безошибочна. Дело в “детерминированном хаосе”. Достаточно изменить начальное положение Земли на 15 м, чтобы через миллиарды лет получить разительно отличающиеся эксцентриситеты Меркурия.

Результаты Ласкара нуждаются в независимом подтверждении. Скорее всего, они справедливы, и тогда можно сделать следующие выводы о поведении Солнечной системы на временах порядка 10^{10} лет.

Орбиты планет-гигантов в высшей степени устойчивы. Эксцентриситеты не превосходят 0.1, наклоны к неизменной плоскости Лапласа — 4° .

Колебания орбит внутренних планет гораздо шире. Орбитальные торы почти соприкасаются, а тор Меркурия, возможно, пересекается с тором Венеры. Внутренняя часть Солнечной системы заполнена полностью, места еще одной планете тут нет. За Землю можно особо не беспокоиться. Но человечеству, возможно, придется предотвращать столкновение Меркурия и Венеры.

Влияние релятивистских эффектов и приливов

Учет релятивистских эффектов не изменяет характера эволюции планетной системы ни качественно, ни количественно. Дело в том, что при $\Delta t \sim 10^{10}$ можно не учитывать эффектов пятого порядка относительно $\mu' = v/c$, где v — скорость Меркурия, c — света. А тогда сохраняется форма уравнений (1) и все их свойства (например, консервативность), значения же коэффициентов изменяются незначительно.

Напротив, учет приливного взаимодействия вносит диссипацию и нарушает консервативность. Конечно, на орбитальное движение больших планет приливы не оказывают практически никакого влияния. Но с приливами связана судьба по крайней мере двух спутников.

Луна. Она движется дальше стационарных ИСЗ. Вызванный ею приливный горб увлекается вращением Земли вперед, и Луна своим при-

тяжением *тормозит* вращение Земли. По закону сохранения момента импульса Земля *раскручивает* Луну. Поэтому Земля вращается все медленнее, Луна отодвигается и тоже *замедляет* свой бег по орбите и свою угловую скорость обращения. Приблизительно через 15 млрд лет сутки сравняются с месяцем, их продолжительность станет равной 55 нынешним суткам. Земля и Луна, как танцоры в вальсе, будут смотреть друг на друга одной стороной.

Ф о б о с. Он движется ближе пока не выведенных на орбиту стационарных ИСМ. Приливный горб на Марсе отстает. Фобос раскручивает Марс и с уменьшением собственного момента импульса приближается к нему, двигаясь все быстрее. Приблизительно через 30 млн лет Фобос упадет на Марс, если мы не вмешаемся раньше.

Работа поддержана ГНТП *Астрономия*.

Список литературы

1. *Холшевников К.В.* Асимптотические методы небесной механики. Л.: ЛГУ, 1985.
2. *Гребеников Е.А., Рябов Ю.А.* Новые качественные методы в небесной механике. М.: Наука, 1971.

А.В.Хоперсков

Волгоградский государственный университет

СТРУКТУРА ПЛОСКИХ ГАЛАКТИК. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мир галактик является чрезвычайно разнообразным и многочисленным. Его населяет около 10^{11} галактик — примерно столько же звезд в нашей Галактике (Млечный Путь). Галактики выступают в качестве основного элемента глобальной структуры наблюдаемой Вселенной, являются своего рода атомами в современных космологических теориях, объясняющих иерархическую крупномасштабную структуру Метагалактики.

В 1925 г. Хаббл предложил первый вариант своей знаменитой схемы классификации галактик, которая затем дополнялась (рис. 1). Первоначально были попытки придать ей эволюционный смысл, считалось что галактики проходят путь от E0 (шаровая) до E7 (сплюснутость достигает 1:3) и далее до Sc или SBc. Позже преобладала точка зрения о неизменном статусе галактики. В настоящее время становится понятно, что определенные переходы возможны, галактики могут менять свое место на диаграмме в ходе своей многомиллиардной эволюции. Например, S-галактики в результате столкновения и взаимопоглощения могут приводить к образованию гигантских E-галактик. Возможно, объекты класса S0 (линзовидные галактики) являются одной из конечных стадий эволюции спиральных галактик после исчерпания газа. Превращение эллиптической галактики в спиральную, по современным данным, практически невозможно. Чем дальше галактика находится от нас, тем она моложе.

Если предположить, что в процессе эволюции внешний вид галактики меняется, то по мере нашего проникновения в глубь Вселенной доли галактик различных типов должны меняться. Следует подчеркнуть определенную условность такого рода классификаций, основанных на внешнем виде объекта. Во-первых, мир галактик оказался многообразнее, чем диктует схема рис. 1. Во-вторых, свойства звездных систем непрерывно меняются при переходе от одного типа к другому, поэтому границы между типами четко не определены. В эллиптических галактиках обнаружены звездные диски, такие диски E являются промежуточными между типами E и S0. Вопрос о наличии бара (несимметричного овального образования в центре диска) является также непростым, возникает необходимость рассматривать промежуточный тип SAB в случае маленького или нечетко выраженного бара. Обнаруживаются галактики, которые по своим свойствам (размер и светимость сферической компоненты, степень структурности спиралей, скорость вращения, содержание газа и пыли) располагаются между классическими спиральными Sc и неправильными галактиками. Для них введены дополнительные типы Sd, Sm. В последние годы в связи с увеличением таких наблюдений появляются классификации неправильных галактик (Magellanic Irr, Compact Irr, Peculiar, Irr II).

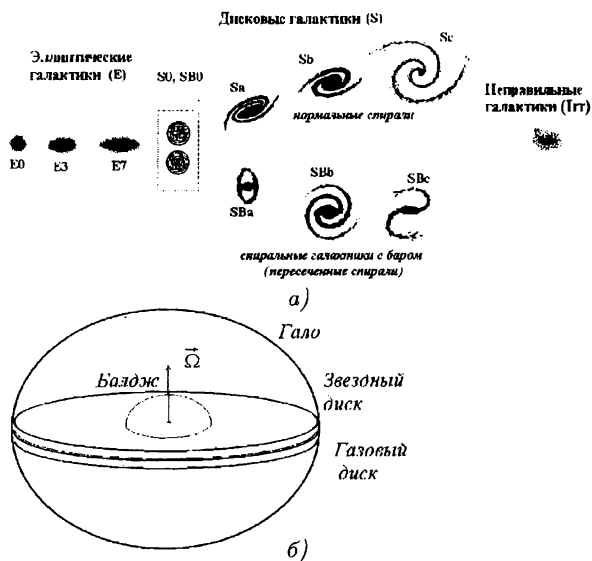


Рис. 1. Классификация галактик, основанная на камертонной диаграмме Хаббла (а). Галактики S0 обладают плоской компонентой без спиральных ветвей. Основные подсистемы S-галактики (б)

Отметим, что неправильные галактики содержат значительную долю газа (до 50 %), обладают мощными областями звездообразования, но скорость их вращения явно недостаточна для формирования спиральных

ветвей. Например, БМО является дисковой галактикой с максимальной скоростью всего 80 км/с, что сравнимо с дисперсией скоростей звезд.

Говорить об абсолютной распространенности галактик различных типов достаточно сложно. Но можно считать, что не менее 70 % от наблюдаемых галактик до данной предельной звездной величины относятся к спиральным. Спиральные галактики, как правило, достаточно массивные, их легко наблюдать. Среди эллиптических встречаются как гиганты в мире галактик (более $10^{12} M_{\odot}$), так и объекты в 10 000 раз меньше. Неправильные галактики обычно имеют более маленькие размеры и светимость, их наблюдать существенно сложнее. Рядом с крупными спиральными галактиками обнаруживаем, как правило, целую систему небольших эллиптических и неправильных галактик. Например, спутниками нашей Галактики (ее масса оценивается величиной $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$) являются Большое и Малое Магеллановы Облака (тип Ir) и еще несколько небольших галактик, которые в большинстве относятся к типу E. Похожая картина наблюдается у туманности Андромеды ($5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$) — обнаружено более десяти небольших спутников. Таким образом, суммарная масса спиральных галактик может составлять не менее половины от массы Вселенной. И несомненно, со спиральными галактиками трудно соперничать по красоте любым астрономическим объектам.

Имеется немало прекрасных обзоров и книг, посвященных самым различным вопросам глобальной структуры плоских (дисковых) галактик — самых многочисленных в мире галактик (напр., [1–18]). Ниже рассмотрим те результаты, которые во многом получены благодаря компьютерному моделированию в рамках задачи N -тел. В конечном счете такой подход основан на интегрировании системы уравнений для большого числа частиц [19]:

$$m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \sum_{j=1}^N G \frac{m_i m_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} + \vec{F}_i, \quad (1)$$

где \vec{F}_i — "внешняя" сила, действующая на i -ую частицу массы m_i . Если модель галактики наряду с бесстолкновительным звездным диском включает газовую подсистему, то необходимо учитывать градиент давления, эффекты, связанные с излучением и переходом вещества из газовой подсистемы в звездную и обратно.

Спиральная структура. Доказано, что в области спиральных рукавов имеется повышенная плотность звезд, газа, пыли, релятивистских частиц, напряженность магнитного поля. Но самое главное, там располагается горячий ионизованный газ в виде дискретных областей HII и существенно больше концентрация молодых ярких звезд. Спиральные рукава дают значительный, а иногда и основной вклад в светимость галактики. Поэтому при рассматривании многих фотографий спиральных галактик создается ощущение, что между спиральями почти ничего нет. На самом деле типичный перепад массовой плотности вещества составляет около 10–20 % и только в редких случаях достигает 50 %.

За 70-летнюю историю попыток понять природу спиральной структуры не раз предлагались "сильные решения" типа наличия в центральных областях галактик сингулярных точек, из которых истекает непрерывно рождающаяся материя или новые, неизвестные физике типы взаимодействий. Такие гипотезы из уст очень известных ученых наглядно показывают сложность проблемы. В настоящее время стало понятно, что не

существует универсального механизма, который объяснял бы все многообразие спиральных структур. Это связано с тем, что спиральная структура галактик чрезвычайно разнится. Наблюдаются: 1. Спирали Grand Design. Это правильные ярко выраженные, часто двухрукавные спирали, простирающиеся на 1,5–2 оборота. Они хорошо очерчены длинными пылевыми полосами, областями звездообразования, в которых хорошо заметны яркие молодые звезды и области ионизованного водорода HII. 2. Многоарусные сложные спиральные ветви. Многочисленные изображения можно найти в Internet. 3. Несимметричные спирали, внешний вид которых сразу приводит к мысли, что их форма, а может быть и существование, вызваны гравитационным (приливным) воздействием спутников. И во многих случаях в непосредственной близости находятся галактики-спутники. В этом случае говорят о взаимодействующих галактиках (Sp). В таких системах очень часто хорошо различимы характерные структуры, так называемые мосты, дуги, петли и т.д. 4. Флоккулентные спирали. Значительная часть S-галактик не обнаруживает сколь-нибудь правильной структуры. Наблюдаются разрозненные многочисленные фрагменты коротких спиральных ветвей, длина которых составляет всего десятки градусов. 5. Ряд звездных систем обнаруживают на фоне правильного спирального узора систему флоккулентных спиралей. 6. Правильные глобальные спиральные ветви в галактиках, в которых практически отсутствует газ. В таких системах спиральный узор определяется только старыми звездами.

Вопрос о числе ветвей оказался более сложным, чем представлялся не так давно по оптическим наблюдениям. Оказалось, что в разных областях спектра даже число рукавов в некоторых галактиках не совпадает.

Самые различные причины могут приводить к внешне сходной структуре, но необходимыми условиями являются вращение и тяготение. Эти факторы определяют само существование плоских галактик и одновременно их наиболее впечатляющую характеристику.

Материальные гипотезы. Твердотельно вращается только самая внутренняя область галактик радиусом $r < 0,5 - 2$ кпк. Основная зона галактик, а размеры спиральных галактик достигают десятков килопарсек, вращается дифференциально. Поэтому любое материальное образование за 2–3 оборота примет форму спирали. Надежно установлено, что за свою жизнь вещество галактик совершает многие десятки и даже сотни оборотов, если измерять по внешнему краю. Во внутренних областях угловая скорость $\Omega = 2\pi/T = V/r$ (T и V — соответственно период обращения и линейная скорость вращения галактического вещества на радиусе r) в целом больше, чем на периферии. Поэтому дифференциальность вращения закручивает любое материальное образование так, что уже за десять оборотов оно становится неразличимым.

Обсуждаемый подход может объяснить причину спиральной структуры только у очень незначительного числа галактик, например при каннибализме, когда в результате столкновения крупная галактика поглощает небольшую. В любом случае, время жизни таких структур не превышает несколько сотен миллионов лет, что в данном случае является очень незначительным промежутком времени, если вспомнить, что возраст галактик близок к возрасту Вселенной — 10^{10} лет.

Стохастические модели. Местами рождения звезд являются молекулярные облака и гигантские молекулярные облака (ГМО) газа. Их размеры достигают 1 кпк. Первоначальный очаг звездообразования приво-



Рис. 2. Флоккулентные спирали по результатам моделирования N.Comin

дит к созданию условий в окружающем газе для стохастического распространения процесса рождения новых звезд. Вспышка звездообразования и последующее закручивание этой области вследствие дифференциальности вращения создают обрывки спиралей. Поскольку в галактике имеется много центров звездообразования, то формируется сложная система разрозненных спиральных рукавов — флоккулентных спиралей. Вокруг молодых звездных ассоциаций образуется расширяющиеся газовые оболочки, приводящие к уплотнению окружающих холодных облаков молекулярного водорода, что может инициировать процесс звездообразования. Массивные горячие звезды эффективно теряют вещество в форме звездного ветра или в результате взрыва на стадии сверхновой. В этом сложном многоплановом нелинейном процессе содержатся условия для собственного подавления. Во-первых, уменьшается содержание холодного газа, который через развитие гравитационной неустойчивости расходуется на образование звезд. Во-вторых, мощное звездообразование может сопровождаться сильным прогревом газо-пылевых облаков, ухудшая условия для гравитационной фрагментации и последующего звездообразования.

Следует подчеркнуть, что флоккулентные спирали наблюдаются по областям активного звездообразования. Оказалось, что в галактиках такого вида имеется и "правильная", например, двухрукавная спиральная структура в подсистеме старых звезд. Уже этот факт наглядно показывает, что трудно ожидать существования универсального механизма, ответственного за формирование обсуждаемого феномена даже для одной и той же галактики.

Галактические спирали — глобальные волновые образования. Рассмотренные выше механизмы не могут объяснить долгоживущий глобальный спиральный узор. В 1938 г. Б. Линдблад сделал предположение о том, что спиральные галактические узоры являются волнами плотности, которые вращаются с постоянной угловой скоростью. Впрочем, всеобщий интерес к этой идее появился только в 60-е гг., а первые результаты, согласующиеся с наблюдениями относятся к 70-м гг.

Существенное понимание природы спиральных галактик стало воз-

можным с осознания того факта, что в подавляющем большинстве случаев спиральные галактические волны являются глобальными волнами. Спиральная волна вращается как единое целое с угловой скоростью Ω_p . Вещество галактик (звезды, газ, пыль) в силу дифференциальности вращения проходит через волну. При вхождении газовых молекулярных облаков в область волны происходит локальное сжатие газа. В результате развития гравитационной неустойчивости рождаются массивные звезды высокой светимости. Их время жизни, точнее время нахождения на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рессела, невелико, не превышает несколько миллионов лет, и уже на выходе из волны плотности они заканчивают свой жизненный путь в качестве объекта высокой светимости. Затем на стадии красного сверхгиганта и в процессе катастрофического перехода в состояние компактного релятивистского объекта (нейтронная звезда или черная дыра) большая часть вещества вновь возвращается в газовую подсистему. Такой подход естественным образом объясняет наблюдаемый градиент возраста звезд поперек спиральных рукавов [4, 13]. Спиральная волна плотности искажает поле скоростей звезд и газа. Эти изменения невелики, но они обнаружены в ряде ближайших спиральных галактик.

Спиральную волну плотности можно в простейшем случае описать в виде набора гармоник

$$\sigma(r, \varphi, t) = \sigma_0 \sin(\omega t - m\varphi + kr), \quad (2)$$

которые определяют возмущение поверхностной плотности вещества в галактическом диске, ω — собственная частота, m — число ветвей, φ — азимутальный угол, k — волновое число. Условие постоянства фазы $\omega t - m\varphi + kr = \text{const}$ определяет спираль, которая имеет m ветвей и вращается с угловой скоростью $\Omega_p = \omega/m$ с длиной волны в радиальном направлении $\lambda = 2\pi/k$.

У большинства наблюдаемых галактик ветви лучше всего описываются логарифмической спиралью

$$r = r_0 \exp(\varphi \operatorname{tg}(i)), \quad (3)$$

где r_0 — некоторая постоянная, i — угол закрутки спирали. С учетом (2) имеем для $\operatorname{tg}(i) = m/kr$.

В спиральной рукавах наблюдаются эффекты, которые традиционно объясняют прохождением галактической ударной волны в газовой подсистеме. К наиболее серьезным доводам в пользу ударных волн относятся: 1) узкие длинные пылевые полосы, располагающиеся по внутренней кромке спирального узора, что свидетельствует о высокой плотности газа в этой области; 2) спиральные ветви оказываются источником сильного синхротронного и гамма-излучений. Построенные теоретические модели убедительно подтверждают возможность образования галактической ударной волны вблизи внутренней границы волны плотности.

Одной из ключевых проблем в теории волн плотности является вопрос о механизме поддержания глобальной волны конечной амплитуды. Если задать в диске возмущения, близкие к наблюдаемым, то спирали быстро исчезнут. Это связано с дисперсионными свойствами волнового пакета. Зависимость собственной частоты $\omega(k)$ от радиального волнового числа k приводит к сносу возмущения в радиальном направлении с групповой скоростью $V_g = d\omega/dk$ за характерное время $t = R/V_g \simeq R/c_r$. Для характерных значений дисперсии радиальных скоростей звезд $c_r = 50$ км/с и $R = 5$ кпк имеем всего $t \simeq 100$ млн лет.

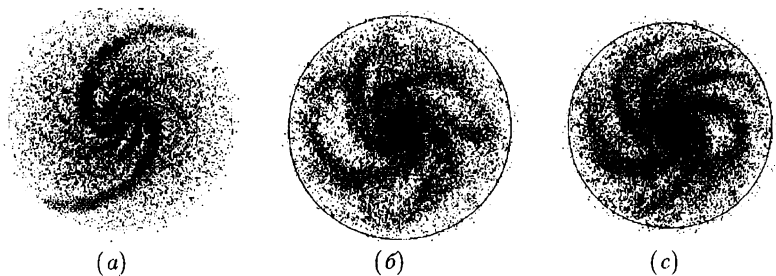


Рис. 3. Численные эксперименты наглядно демонстрируют возникновение самых различных волновых спиральных структур в результате развития гравитационной неустойчивости (а, б, в). Однако за 2–5 оборота диска ($\propto 10^8 - 10^9$ лет) волны диссипируют. Для создания долгоживущего спирального узора численная модель должна включать газовый диск и "внешний" генератор, например, спутник



Рис. 4. В системе с баром возникает, как правило, ярко выраженный двухрукавный спиральный узор

Первые численные эксперименты с холодными гравитирующими дисками продемонстрировали обязательное формирование спиральных волн в результате развития гравитационной неустойчивости (рис. 3). Однако первоначальный оптимизм быстро снизился, поскольку такие структуры оказались недолгоживущими, через несколько оборотов они исчезают. Причиной этого эффекта является наличие дисперсии у волн из-за чего происходит снос волнового пакета в радиальном направлении. В то же время спиральные волны эффективно разогревают систему. Хаотическое движение частиц (звезд, газовых облаков) подавляет гравитационную неустойчивость, и исчезает механизм генерации квазистационарного волнового узора.

Галактики с генератором в центре системы. В конце 80 – начале 90-х гг. считалось, что только 10 % галактик относятся к объектам с ярко выраженным баром в центре диска — перемычкой, от концов которой отходят, как правило, мощные спиральные рукава. Такие звездные системы часто называют пересеченными галактиками. Не вызывает сомнений, что бар, который сам является твердотельно вращающимся волновым образованием, ответственен за спиральную структуру. Действие несимметричной гравитационной силы со стороны перемычки на окружающее вещество диска по своим последствиям сходно с влиянием чайной ложки при размешивании сахара в бокале с жидкостью. Буквально в последние годы наблюдения подвергают сомнению вывод о том, что всего 10 % галактик имеют бар. Его удастся обнаружить у все большего числа звездных систем, которые традиционно относили к галактикам без перемычек. Не исключено, что большинство спиральных галактик обладают несимметричными центральными образованиями. Помимо "классических" мощных баров обнаружены так называемые мини-бары, размеры которых не превышают 1 кпк. Совсем удивительными представляются системы, у которых обнаружен внутри бара еще один вложенный бар.

Известно два основных механизма, приводящих к образованию бара. Их действие в конечном счете связано с тем, что осесимметричное вращение является неустойчивым, в результате более выгодными оказываются не круговые орбиты звезд, а сильно вытянутые.

Математическое моделирование галактик с баром наглядно демонстрирует возможность существования спиральных волн в диске (рис. 4). Знаменательно, что наблюдения последних лет показывают, что в большинстве галактик с правильным спиральным узором обнаруживаются ранее невидимые несимметричные образования в центре, либо близкие спутники, которые по современным представлениям ответственные за поддержание долгоживущей спиральной структуры. Очень показательна в связи с этим история изучения нашей Галактики, которая до середины 90-х гг. традиционно относилась к типу Sb или Sc — без перемычки. Оказалось, что бар в нашей звездной системе Млечный Путь имеется.

Помимо ярко выраженного бара, ряд галактик в центральной части обнаруживают несимметричные структуры, с которыми может быть связано возмущение гравитационного поля, ответственное за поддержание спиральной волны плотности. Одной из важных подсистем галактик Sa, Sb является балдж — сфероидальное центральное тело, которое в виде утолщения диаметром 1–5 кпк хорошо заметно у галактик наблюдаемых с ребра. Говорить о центральносимметричном распределении вещества в балдже можно только в первом приближении. Более точные данные последних лет свидетельствуют о заметных отклонениях от сферичности

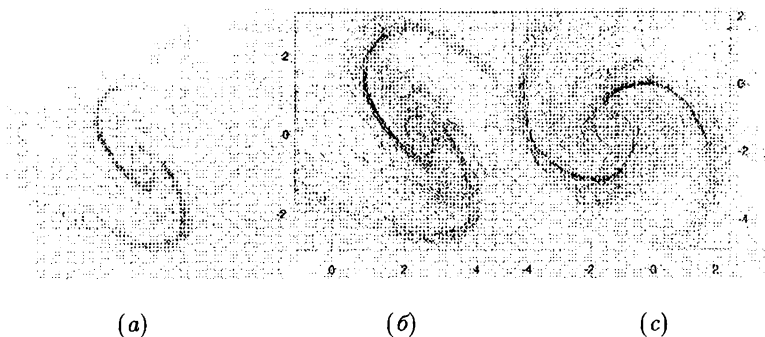


Рис. 5. Возникновение спиральной структуры под действием приливного воздействия

у ряда объектов. Многие балджи являются трехосными системами и этого оказывается достаточно для поддержания долгоживущей спиральной структуры в таких галактиках. Численные эксперименты наглядно показывают возможность существования стационарных бароподобных структур при наличии несимметричного внешнего потенциала, обусловленного, например, балджем. Причем оказывается, что даже небольшое отклонение балджа от осевой симметрии $b/a - 1 \simeq 0.1$ (a, b — полуоси балджа) приводит к ярко выраженной бароподобной структуре.

Приливные механизмы. Одиночные галактики, на структуру которых не оказывают видимого влияния близкорасположенные спутники, редки. Влияние БМО и ММО на нашу Галактику, по-видимому, недооценивается. То же можно сказать в отношении туманности Андромеды и ее спутников NGC 221 (M 32) и NGC 205.

Отличительной чертой современных исследований методами численного моделирования галактик является изучение конкретных систем, у которых удается понять причину наблюдаемой структуры (рис. 5, а). Оказывается, мощная спиральная структура может быть объяснена пролетевшим мимо объектом, который своим гравитационным полем инициировал волну плотности в звездном и газовом дисках, вспышку звездообразования (рис. 5, б, 5, в). Формально эта галактика является одиночной, но спиральный узор может быть обусловлен близким пролетом в прошлом. Через какое-то время спиральная структура без дополнительного воздействия, по-видимому, ослабнет и в конечном счете исчезнет. Такой метод определения неизвестных из наблюдений параметров этой системы, основанный на наилучшем совпадении внешнего вида наблюдаемой галактики и ее модели, играет важную роль в астрофизических исследованиях.

Гидродинамические механизмы. В начале 70-х гг. А.М. Фридманом был предложен гидродинамический механизм генерации спиральной структуры (см. ссылки в [18]). Необходимым условием его существования выступает особый тип кривой вращения — так называемая двугорбая кривая вращения, такие объекты часто называют N-галактиками (рис. 6). Сдвиговый характер существенно сверхзвукового течения приводит к развитию так называемой центробежной неустойчивости. Хорошо известно, что при наличии области резкого перепада скорости возникают условия для неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Примеры таких ситуаций в

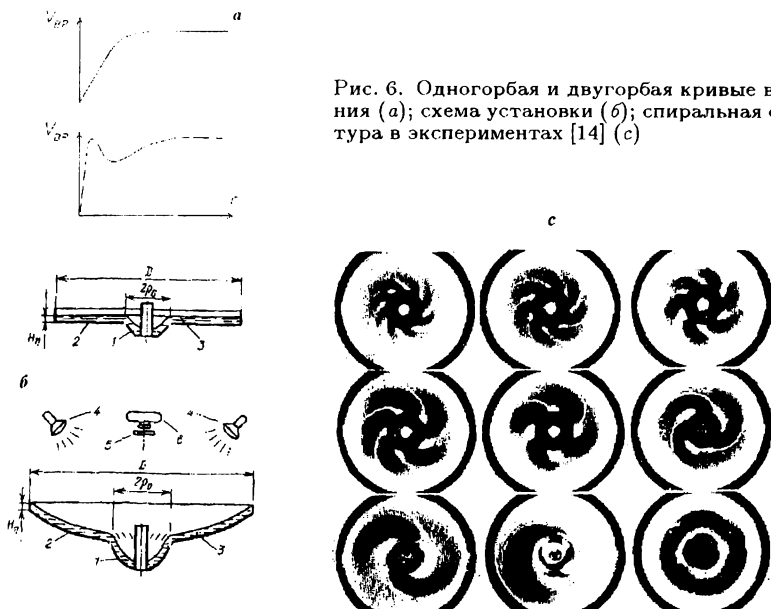


Рис. 6. Одногорбая и двугорбая кривые вращения (а); схема установки (б); спиральная структура в экспериментах [14] (с)

окружающем нас мире многочисленны: ветер над поверхностью водоема, трещащий на ветру флаг.

При таком подходе первоначально формируется спиральная волна плотности в газовом диске, которая инициирует повышенное звездообразование и одновременно посредством гравитационного взаимодействия возникает волна плотности в звездном диске.

До середины 80-х гг. считалось, что галактики с двугорбыми кривыми вращения достаточно редки. Прогресс в наблюдательной астрономии и специальные исследования внутренних областей звездных систем показали, что N-галактики достаточно широко распространены. В конце 80 — начале 90-х гг. на 6-м телескопе САО была реализована специальная научная программа по изучению кривой вращения в центральных областях спиральных галактик. Оказалось, что около половины галактик можно отнести к N-типу. Наблюдаемый двугорбый характер кривой вращения может быть вызван разными причинами. В частности, связан с некруговыми движениями, в этом случае вопрос о возможности генерации спиральной структуры посредством гидродинамического механизма остается открытым.

Гидродинамический механизм формирования спиральной структуры допускает уникальную возможность изучения с помощью лабораторного моделирования (рис. 6, б). Проведенные в Курчатовском научном центре под руководством профессора М.В.Незлина эксперименты на установке "Спираль" наглядно продемонстрировали формирование спиральных структур с различным числом рукавов (рис. 6, в). Чем больше скачок скорости, тем больше возникает число спиральных рукавов. Гидродинамическая теория генерации спирального узора естественным образом

объясняет ветвление рукавов. Чрезвычайно важным результатом данной теории представляется предсказание антициклонических вихрей между спиральными рукавами. И такие структуры открыты буквально в последние годы у ряда галактик [18].

Звездно-газовые модели. Газовая подсистема всегда является более холодной по сравнению со звездной, что не дает перегреваться последней. Рождающиеся молодые звезды имеют хаотические скорости, близкие к дисперсии скоростей молекулярных облаков ~ 10 км/с, что заметно ниже дисперсии старого звездного населения $\sim 30 - 50$ км/с. Численное моделирование показывает, что совместный учет газа и звезд и их взаимодействие не только посредством гравитации, но и взаимный переход вещества из одной подсистемы в другую, существенно увеличивает время жизни глобального волнового узора.

Массивное темное гало. Одной из важнейших проблем физики галактик является проблема скрытой массы — темных массивных гало вокруг галактик [17]. Следует указать следующие доводы в пользу существования последних. 1. Наличие "плато" у галактических кривых вращения $V(r)$. С удалением от центра у значительной части плоских галактик не обнаруживается уменьшения линейной скорости вращения. Этот факт свидетельствует о значительной гравитирующей массе далеко за пределами оптических радиусов галактик. 2. Численные эксперименты говорят об уменьшении отношения c_T/V с ростом отношения массы гало к массе диска M_H/M_D . У многих галактик наблюдается $c_T/V \leq 0.15$, что требует предположения о преобладающей массе гало над массой диска. 3. В численных экспериментах при прочих равных условиях толщина звездных дисков уменьшается с ростом массы гало. Многие наблюдаемые с ребра галактики оказываются настолько тонкими, что допускают предположение о многократном превышении массы гало над массой звездного диска. 4. На преобладание массы гало указывают результаты моделирования некоторых конкретных галактик, для которых удается согласовать наблюдаемые и моделируемые кривые вращения и радиальные распределения дисперсии скоростей звезд.

Список литературы

1. Агекян Т.А. Звезды, галактики, метagalactика. М.: Наука, 1970.
2. Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. М.: Мир, 1980.
3. Тейлер Р.Дж. Галактики: строение и эволюция. М.: Мир, 1981.
4. Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика. М.: Наука, 1984.
5. Горбачкий В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. М.: Наука, 1986.
6. Караченцев И.Д. Двойные галактики. М.: Наука, 1987.
7. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
8. Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Происхождение галактик и звезд. М.: Наука, 1987.
9. Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д., Шукуров А.М. Магнитные поля галактик. М.: Наука, 1988.
10. Сучков А.А. Галактики знакомые и загадочные. М.: Наука, 1988.
11. Саслау У. Гравитационная физика звездных и галактических систем. М.: Мир, 1989.

12. *Ефремов Ю.Н.* Очаги звездообразования в галактиках: звездные комплексы и спиральные рукава. М.: Наука, 1989.
13. *Ефремов Ю.Н., Корчагин В.И., Марочник Л.С., Сучков А.А.* Современные представления о природе спиральной структуры галактик // *Успехи физ. наук.* 1989. Т.157. С.599.
14. *Незлин М.В., Снежкин Е.Н.* Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990.
15. *Бочкарев Н.Г.* Основы физики межзвездной среды. М.: МГУ, 1992.
16. *Ходж П.* Галактики. М.: Наука, 1992.
17. *Засов А.В.* Физика галактик. М.: МГУ, 1993.
18. *Фридман А.М., Хоружий О.В.* Предсказание и открытие гигантских вихрей в галактиках // *Природа.* 1998. N8–9. С.7.
19. *Хоперсков А.В.* Численное моделирование звездных дисков // *Физика Космоса: Обзорные лекции по астрономии: 27-я междунар. студ. научн. конф., Екатеринбург, 2-6 февр. 1998 г.* Екатеринбург: УрГУ, 1998. С.64.

К.И.Чурюмов

Киевский национальный университет

ТЕОРИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ КОМЕТ

1. Модель волновых структур в плазменных хвостах комет

Волновые структуры в хвостах первого бредихинского типа наблюдались у многих ярких комет: Рордама–Кениссе (C/1893 N1), Брукса (1893 U1), Морхауза (/1908 R1), Брукса (C/1911 Q1), Мркоса (C/1957 P1), Ко-гоутека (C/1973 E1), Веста (1975 V1-A), Джакобини–Циннера (21P), Ле-ви (C/1990 K1), Хякутаке (C/1996 B2), Хейла–Боппа (C/1995 O1) и др. Волнообразная форма плазменного хвоста многократно наблюдалась и у кометы Галлея, как в ее предыдущем появлении в 1910 г. (C/1909 R1), так и в последнем, 1986 г. (C/1982 U1). Такие структуры, например, отчетливо видны на астронегативах, полученных 7 января (наблюдатель К.И.Чурюмов) и 12 марта (наблюдатель И.Е.Целищев) 1986 г., симметричных относительно перигелия (перигелий 9 марта 1986 г.). Приведем некоторые геометрические характеристики волновых структур для этих наблюдений (T — момент наблюдения, UT; r — гелиоцентрическое расстояние; δ — геоцентрическое расстояние; λ — длина волны; R — радиус волновой структуры): 1) $T_1 = 1986.01.7.551$ UT, $r_1 = 1.28$ а.е., $\delta_1 = 0.91$ а.е.; $\lambda_1 = 14 \cdot 10^5$ км; $R_1 = 12 \cdot 10^4$ км; $\lambda_1/R = 11.7$; 2) $T_2 = 1986.03.12.091$ UT, $r_2 = 1.03$ а.е., $\delta_2 = 0.87$ а.е.; $\lambda_2 = 4 \cdot 10^5$ км; $R_2 = 3.6 \cdot 10^4$ км; $\lambda_2/R = 11.1$.

Принято считать, что данные структуры вызываются магнитогидродинамическими волнами, возбуждаемыми за счет взаимодействия плазменных хвостов с обтекающим их потоком солнечного ветра. В работе

[1] сделана попытка объяснить волновые структуры развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в хвостах комет. В этих работах указывается, что неустойчивость носит широкополосный характер и область волновых векторов или длин возбуждаемых волн неопределенна. Показывая при этом принципиальную возможность развития неустойчивости в кометном хвосте, полученные результаты не только не объясняют существования в нем выделенных волновых структур (с вполне определенными частотами и длинами волн), но, напротив, доказывают невозможность их возникновения именно ввиду широкополосного характера возбуждаемых возмущений.

В работе [2] обращено внимание на особый режим неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, который реализуется вблизи порога ее возбуждения и приводит к выделению наиболее быстро растущей моды из общего спектра.

Представим кометный хвост в виде однородного цилиндра радиуса R , с осью которого совпадает ось z цилиндрической системы координат (r, ϕ, z) . Зададим плазменные параметры при $r \leq R$: массовую плотность ρ_1 , напряженность магнитного поля $\mathbf{H}_1 = e_z V_1$. При $r > R$ соответствующие параметры солнечного ветра следующие: $\rho_2, H_2 = e_z H_2, V = eV$. Тогда для возмущений скорости и магнитного поля $\delta \mathbf{V}, \delta \mathbf{H} \sim \exp(i\omega t - n\phi - kz)$ из уравнений магнитной гидродинамики следует дисперсионное уравнение, полученное в работе [1]

$$\omega/k = V_1 - L_n \frac{\rho_2}{\rho_1} V_2 \pm \sqrt{\frac{H_1^2 - L_n H_2^2}{4\pi\rho_1} + L_n \frac{\rho_2}{\rho_1} (V_1 - V_2)^2}, \quad (1)$$

где $L_n = I'_n(x)K_n(x)/[I_n(x)K'_n(x)]$, $x = kR$; $I_n(x)$, $K_n(x)$ — модифицированные функции Бесселя и Макдональда соответственно, а I'_n, K'_n — их производные.

Неустойчивость возникает в том случае, когда подкоренное выражение отрицательно. Поскольку в длинноволновой области ($kR \leq 1$) азимутально-симметричная мода ($n = 0$) оказывается устойчивой, рассмотрим далее несимметричное возмущение с $n \neq 0$, для которого (1) удобно переписать в виде

$$\omega = k(V_1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} V_2) \pm kV_{A1} \sqrt{f_n(kR)} - A, \quad (2)$$

где $V_{A1} = H_1/\sqrt{4\pi\rho_1}$ — альфеновская скорость, $A_2 = [4\pi\rho(V_2 - V_1)^2 - (H_1^2 - H_2^2)]/h_1^2$ и введены функции $f_n(x) = L_n(x) + 1$, табулированные в работе [2]. Если в дисперсионном соотношении (2) пренебречь величиной $f_n \ll 1$, то условием неустойчивости оказывается $A > 0$ или $\rho_2(V_2 - V_1) > (H_1^2 + h_2^2)/4\pi$, а инкремент неустойчивости $\gamma = -Im\omega$ монотонно возрастает с частотой, верхний предел которой ограничен применимостью магнитной гидродинамики. Неустойчивость при этом носит широкополосный характер: моды с любыми $n \neq 0$ возбуждаются одновременно, что не может объяснить возникновение волновых структур.

Обратим внимание на тот случай, когда величина A достаточно мала $A \sim f_n \ll 1$. Тогда в выражении (2) под корнем стоят рядом малые величины, комбинация которых может привести к различным вариантам. Если $f_{2,3,\dots} < A < f_{1max}$, то неустойчивость гармоник с $n = 2, 3, \dots$ по-прежнему носит широкополосный характер. Что же касается моды с

$n = 1$, то область ее неустойчивости разбивается на два независимых интервала, разнесенных по длинам волн примерно на порядок. При этом в длинноволновом интервале инкремент неустойчивости имеет максимум, а следовательно, будет нарастать спиральная волна с $n = 1$, выделенным $k = k_{\text{опт}}$ и соответствующей $\omega = \omega(k_{\text{опт}})$. Заметим, что образование спиральной структуры происходит таким образом не вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца вообще, а только вблизи порога возбуждения данной неустойчивости, когда $f_{2\text{max}} < A < f_{1\text{max}}$, что соответствует значению $A = 0.1 - 0.3$.

Определим основные характеристики возбуждаемой волны. Поскольку численное значение A фиксировано достаточно точно, длина волны $\lambda = 2\pi/k_{\text{опт}}$ определяется в основном видом функции $f_1(kR)$. Аппроксимируя $f_1(x) \approx x^2/2$, при $x < 1$ получим $k_{\text{опт}}R \approx \sqrt{A}$. Отсюда

$$\lambda = 2\pi R\sqrt{A} \approx (10 - 20)R. \quad (3)$$

Из (2) следует максимальное значение инкремента $\gamma \approx AV_{A1}/\sqrt{2}R$. Поскольку, однако, неустойчивость имеет конвективный характер и возбуждаемые "от шумов" возмущения сносятся вдоль хвоста кометы, амплитуда волны будет нарастать в пространстве как $\exp(z/\delta)$. Здесь δ — величина, обратная пространственному инкременту неустойчивости

$$\delta \sim V_1/\gamma \approx \sqrt{2} \frac{RV_1}{AV_{A1}}. \quad (4)$$

Частота $\omega = (V_1 + \rho V_2/\rho_1)k_{\text{опт}} \approx \sqrt{A/R}$. Зададим численные значения параметров. В солнечном ветре $\rho_2 \sim 8 \cdot 10^2$ г/см, $V_2 \sim 500$ км/с, $H_2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ Гс. Параметры кометной плазмы известны недостаточно точно. Выбирая $H_1 = (35 - 50) \cdot 10^4$ Гс (напряженность магнитного поля в хвосте кометы Джакобини-Циннера, измеренная in situ), получим $A = 0.02 - 1$, что позволяет убедиться только в том, что значение A имеет правильный порядок величины.

Полагая $V_1 = 10 - 100$ км/с, $R \sim 10^5$ км, получим $\omega \sim \pi(10^{-5} - 10^{-4})$ с (чему соответствуют периоды колебаний от нескольких часов до нескольких суток), $\delta \sim -(1 - 5)\lambda \sim (1 - 2) \cdot 10^6$ км.

Рассчитанные порядки величин удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми. В особенности это относится к универсальному соотношению $\lambda \sim (10 - 20)R$, которое подтверждается наблюдениями.

2. Плазменно-поточковые неустойчивости в ионосферах комет

Ионосфера кометы отделена от обтекающего ее потока солнечного ветра обширной промежуточной областью (толщиной 10 км), в пределах которой плазмы солнечного ветра и кометы взаимно проникают друг в друга. В такой системе могут развиваться плазменно-поточковые неустойчивости, приводящие к возбуждению различных типов плазменных волн [3-7]. Широкий спектр таких волн был обнаружен спутником ICE, пересекшим в сентябре 1985 г. плазменный хвост кометы Джакобини-Циннера [8] и космическими аппаратами ICE, Vega-1, 2, Sakigake, прошедшими через голову кометы Галлея в марте 1986 г. Суммарную плотность энергии наблюдавшихся волн можно оценить по данным измерений

как $2 \cdot 10^{-19}$ эрг/см², что составляет 0.01% плотности кинетической энергии солнечного ветра [9–10]. К настоящему времени достаточно полно, аналитически и численно, исследовано возбуждение ионно-циклотронных и магнитогидродинатических волн, играющих важную роль в ускорении кометных ионов и влияющих на формирование структуры ударной волны и кометной ионосферы в целом [11]. Неустойчивость остальных более высокочастотных типов плазменных волн, напротив, почти не исследовалась количественно. С целью объяснения пекулярных структур в плазменных хвостах комет был рассмотрен весь частотный спектр плазменно-поточковых неустойчивостей, возникающих при взаимодействии солнечного ветра и кометной плазмы. Наряду с резонансными неустойчивостями изучалась аperiодическая электромагнитная неустойчивость, могущая приводить к филаментации плазмы и возбуждению флуктуаций магнитного поля.

В рамках модели исследовалась обширная область пространства, в которой плазмы солнечного ветра и кометного происхождения взаимно проникают друг в друга. Эта область включает в себя собственно переходной слой и кометошит, суммарная толщина которых (в случае кометы Джаккобини-Циннера (21P) — 10^5 км) значительно превышает визуальный поперечник кометы. Параметры плазмы и конфигурация магнитного поля плавно изменяются в рассматриваемой области, причем всюду, за исключением внешней кромки переходного слоя, плотность кометной плазмы n_p значительно превышает плотность солнечного ветра n_b , при этом $\alpha = n_b/n_p \ll 1$. Поскольку характерный масштаб неоднородности плазмы гораздо больше длин возбуждаемых волн (от десятков метров в случае ионного звука до сотен километров в случае магнитогидродинатических волн), влиянием неоднородности на развитие неустойчивостей можно пренебречь, и далее рассматривается простая модель, в которой однородный плазменный поток малой плотности (солнечный ветер) взаимодействует с однородной плазмой кометы [12–13]. Заметим также, что скорость относительного дрейфа рассматриваемых плазм V_0 удовлетворяет соотношению $V_{Ti} \ll V_0 \ll V_{Te}$, где V_{Ti} , V_{Te} — тепловые скорости ионов и электронов. Таким образом, мы имеем дело с гидродинамическим потоком только в ионном компоненте плазмы, в то время как суммарная функция распределения электронов по скоростям имеет одnogорбый характер. Общее представление о полученных результатах дает зависимость инкремента нарастания неустойчивости γ от частоты ω , приведенная в [4,13]: а) *Ленгмюровские колебания*. За счет плазменно-поточковых неустойчивостей данные колебания не возбуждаются, поскольку в рассматриваемых условиях все типы неустойчивостей (кинетическая электронная и гидродинамические ионные) подавлены вследствие высокой температуры потока; б) *Ионные ленгмюровские колебания*. Их неустойчивость обусловлена взаимодействием ионно-звуковых волн солнечного ветра с ионным звуком в кометной плазме. Возбуждаются волны с частотой $\omega \cong \omega_{pi}$, (где $\omega = (4\pi e^2 n_p / M)^{1/2}$ — ионная ленгмюровская частота кометной плазмы) и волновым числом $k \cong \omega_{pi} / v_0$. При этом максимальный инкремент неустойчивости равен [15]: $\gamma \cong \sqrt{3} \omega_{pi} \sqrt{\alpha} / 2^{4/3}$. Для характерных значений плазменных параметров $n_p = 50$ см, $n_b = 5$ см, $V_0 = 100$ км/с получим $\omega = 4.2 \cdot 10^3$ с, $\gamma \cong 1.3 \cdot 10^3$ с⁻¹. Длина волны ионного звука $\lambda \cong 150$ м; в) *Волны свистового диапазона* ($\omega_{Hi}, \omega < \omega_{He}$, где ω_{Hi} и ω_{He} — ионная и электронная циклотронные частоты). В этой и более

низкочастотных областях на дисперсионные свойства плазмы существенно влияет наличие внешнего магнитного поля H_0 , вмороженного в солнечный ветер. Электронно-циклотронные колебания с законом дисперсии $\omega \cong \omega_{He} \cos \theta$ (где $\theta = (k, V)$, причем $V_0 \parallel H_0$) могут возбуждаться за счет кинетической неустойчивости электронного потока. Для максимального инкремента можно получить выражение

$$\gamma \cong \alpha \sqrt{\pi/2} \omega_{He}^5 \cos \theta \sin \theta / (3k^4 V_{Te}^3 V_0),$$

справедливое при $\pi/2 - \theta > \sqrt{m_e/M_i}$. Одновременно $k = (4/3)(\omega_{He}/V_0)$. При $k \cong \pi/2$ возбуждение электронных колебаний более эффективно за счет гидродинамической неустойчивости ионного потока, при этом максимум инкремента достигается на нижегибридной частоте $\omega \cong \omega_{LH} = (\omega_{He}\omega_{Hi})^{1/2}$ и составляет $\gamma \cong \alpha \omega_{LH}$, при $k \cong \omega_{He}/V$. Полагая $H_0 \cong 20$ нТ, находим $\omega \cong 20$ с⁻¹, $\gamma \cong 2$ с⁻¹, $\lambda = 360$ м. В этом же частотном диапазоне возбуждаются более быстрые волны, собственно свистовые волны, носящие существенно электромагнитный характер и взаимодействующие с ионно-звуковыми волнами солнечного ветра. Зависимость $\gamma(\omega)$ приведена в работе [13]; г) *Магнитогидродинамические волны*. Их возбуждение наиболее эффективно происходит при циклотронном резонансе ионного потока (при этом $\omega \cong kV_0 \cos \theta - \omega_{Hi}$). Неустойчива быстрая магнитозвуковая волна с законом дисперсии $\omega = kV_A$, где $V_A = H_0/(4\pi M_i n_p)^{1/2}$ — альвеновская скорость, волновым числом $k = \omega_{Hi}/(V_0 \cos \theta - V)$ и инкрементом $\gamma = \alpha^{1/2} \omega_{Hi}$. По порядку величины это составляет: $\omega \cong 0.4$ с⁻¹, $\gamma = 0.7$ с⁻¹, $\lambda = 520$ км; д) *Филаментация кометной плазмы*. В том случае, если выполняется условие:

$$\Delta > n_p T \frac{8\pi}{H_0^2}, \quad (5)$$

где $\Delta = (n_p M V_0^2/2 - H_0^2/8\pi) \cdot (8\pi/H_0^2)$, T — температура плазмы (т.е. динамический напор солнечного ветра превышает сумму магнитного и газокINETического давлений), возможно развитие аperiodической электромагнитной (или филаментационной) неустойчивости. Физически данная неустойчивость связана с пинчеванием возбуждаемых в плазме токов и приводит к пространственным флуктуациям магнитного поля и плотности плазмы с характерным масштабом $\lambda_* \cong (c\Delta)/\omega_{pe} \cong 10$ км.

Данная неустойчивость сходна с аperiodической зеркальной неустойчивостью, также могущей иметь место в кометной плазме и вызывающей в ней формирование неоднородностей того же, примерно, размера. Но если филаментационная неустойчивость, в соответствии с (5), требует достаточно большой энергии поступательного движения ионного потока, то зеркальная неустойчивость возбуждается при достаточной вращательной энергии ионов в поле H_0 . Следовательно, условие возбуждения одной или другой неустойчивости зависит от pitch-угла ионов. Учитывая конфигурацию магнитного поля кометы следует ожидать, что зеркальная неустойчивость, скорее, может возникать в области головы, а филаментационная — в области хвоста кометы. Таким образом, взаимодействие плазм солнечного ветра и кометной ионосферы приводит к возбуждению в них широкого спектра волн, а именно: ионнозвуковой с частотой порядка ионной ленгмюровской, электронно-циклотронной с максимумом интенсивности на нижегибридной частоте, свистовой и быстрой магнитозвуковой волн. При этом в волновую энергию трансформируется около

0.01 кинетической энергии солнечного ветра. При выполнении условия, $\Delta > n_p T \frac{8\pi}{H_0^2}$, которое, скорее всего, может быть удовлетворено в области хвоста кометы, развивается аperiодическая электромагнитная неустойчивость, приводящая к филаментации плазмы, возникновению токовых жгутов и связанных с ними вариаций магнитного поля с масштабом порядка 10 км.

3. Модель лучевых структур в плазменных хвостах комет

Наиболее типичной и характерной крупномасштабной структурой в кометных плазменных хвостах первого бредихинского типа является лучевая система, состоящая из прямолинейных или волнистых лучей. Лучевая структура в той или иной степени проявлялась у многих, особенно ярких, приблизившихся к Солнцу комет. Хорошо развитые лучевые системы наблюдались, например, у комет Морхауза (C/1908 R1), Брукса (C/1911 Q1), Даниеля (C/1907 L2), Мркоса (C/1957 P1), Таго-Сато-Косака (C/1969 T1), Беннета (C/1969 Y1), Веста (C/1975 V1-A), Галлея (P/1909 R1 и C/1982 U1), Хякутаке (C/1996 B2), Хейла-Боппа (C/1995 O1) и др., что запечатлено на многочисленных астронегативах, полученных на различных обсерваториях земного шара. Развита крупномасштабная лучевая система в хвостах комет имеет вид веерообразно расходящихся относительно оси симметрии хвоста прямолинейных структур. Характерные свойства лучевых структур: 1) ширина луча $\geq 2 \cdot 10^3$ км; 2) длина лучей может достигать $10^7 - 10^8$ км; 3) обычно лучи располагаются симметрично относительно оси хвоста и приблизительно в направлении продолженного радиуса-вектора (направление: Солнце-ядро кометы); 4) первые (короткие) лучи, как следует из наблюдений, появляются наклоненными под большими углами к оси (≥ 60 градусов) и удлиняются по мере приближения к оси хвоста; 5) движение лучей перпендикулярно оси хвоста, имеет характер захлопывания, напоминает движение "складывающегося веера" (иногда наблюдается также движение лучей от оси хвоста); 6) часто в лучах наблюдаются волновые движения; 7) в спектрах лучевых структур в основном наблюдаются эмиссии ионов CO^+ , N_2^+ и др., непрерывный спектр отсутствует [16]. Из последнего следует с очевидностью, что вещество в лучах комет находится в плазменном состоянии. Эти характерные особенности лучевых структур в хвостах комет хорошо видны на многих оригинальных фотографиях комет, полученных астрономами Киевского университета. Например, у кометы Беннета (1969 Y1), наблюдавшейся А.И. Шаповаловой 2 апреля 1970 г. на 70-см менисковом телескопе Абстуманской астрофизической обсерватории Грузинской Академии наук, четко выделяется лучевая система, состоящая из пяти лучей — одного яркого, расположенного почти точно по оси симметрии хвоста и четырех более слабых, лежащих вместе с ярким лучом в конусе с углом раствора около 5 градусов. Слабые лучи имеют практически одинаковую толщину. Вся лучевая система в плазменном хвосте кометы Беннета имеет явно выраженный периодический характер [16].

На астронегативах кометы Галлея (1986 III), полученных автором 16 и 17 декабря 1985 г. на высокогорной станции "Ассы" Астрофизического института Казахской Академии наук с помощью 1-метрового рефлектора Пейсса, обращает на себя внимание изменение крупномасштабной лучевой

структуры, произошедшее в течение суток: 16 декабря видна структура, состоящая из четырех диффузных лучей, расположенных в позиционных углах 52, 58, 61 и 69 градусов (позиционный угол продолженного радиуса вектора 66 град.); 17 декабря число лучей увеличилось до шести, и они приобрели более резкие очертания, позиционные углы лучей при этом составили 40, 51, 58, 64, 68 и 85 градусов. При этом лучи указанных выше размеров, как правило, состоят из более мелких волокон с поперечными размерами в сотни километров. Последнее позволяет предположить простой механизм образования крупных лучей как последовательности объединения более мелких.

При полетах космических аппаратов к кометам Джакобини-Циннера и Галлея были впервые измерены параметры кометной плазмы *in situ*. В частности, при пролете космического аппарата ICE через плазменный хвост кометы Джакобини-Циннера регистрировались флуктуации магнитного поля, пространственный масштаб которых хорошо коррелирует с наблюдаемыми размерами лучей [9-14]. При этом, учитывая регистрацию именно магнитных флуктуаций, естественно предположить электромагнитную природу явления, лежащего в основе формирования лучистых структур. Хорошо известны теоретические модели Х.Альвена, Л.С.Марочника, Н.Несса и Б.Донна и др., предложенные для объяснения наблюдаемых лучистых структур в плазменных хвостах комет [17-18].

В нашей модели крупномасштабной стратификации плазменных хвостов комет [22] определяющую роль играет возможность возбуждения ионнозвуковых колебаний в хвосте кометы, реальность существования которых была установлена при пролете космических аппаратов через головы комет Джакобини-Циннера (21P) и Галлея (1P). В модели рассматриваются коллективные процессы взаимодействия плазмы кометного хвоста с пронизывающим ее потоком протонов и электронов солнечного ветра. Рассмотрена возможность раскачки ионно-звуковых колебаний в плазме кометы. Получены простые критерии существования ионно-звуковой неустойчивости, а также простые выражения для инкрементов и характерных длин возбуждаемых плазменных волн. Далее, для объяснения наблюдаемых лучистых структур, исследуются два различных режима электромагнитной филаментационной неустойчивости солнечного ветра в плазме хвоста кометы.

В модели рассматривается взаимодействие плазмы кометного хвоста, состоящей из тяжелых ионов массой $m_{i2} = 28m_{i1}$ (m_{i1} — масса протона) и электронов, с обтекающим ее потоком протонов и электронов солнечного ветра. Ось Z декартовой системы координат совмещалась с направлением движения солнечного ветра. Ввиду того, что магнитосфера кометы состоит из двух долей с противоположными направлениями магнитного поля, разделенных токовым слоем, рассмотрение проводилось в пределах одной доли, в кометошите толщиной 10^5 км, что на несколько порядков превышает характерную толщину лучей. Таким образом, система считалась бесконечной. Обращение направления магнитного поля по отношению к направленной скорости солнечного ветра не меняет полученные результаты. Система считалась однородной, поскольку толщина лучей мала по сравнению с характерными масштабами изменения параметров кометной плазмы в кометошите. Пренебрегали потоковой скоростью кометных ионов и электронов ($V_{oi2} = V_{oe2} = 0$) по сравнению с направленной скоростью электронов и ионов солнечного ветра $V_{oe1} = V_{oi1} = 5 \cdot 10^7$ см/с [3]. Плотности электронов (n_{e1} и ионов ($n_{i1} = n_{e1}$) солнечного ветра

принимались равными 5 см^{-3} , а соответствующие плотности кометной плазмы — изменяющимися в пределах $n_{e2} = n_{i2} = (1 \div 100)n_{i1}$ [9]. Здесь и в дальнейшем, индексы 1 и 2 относятся к компонентам солнечного ветра и кометы соответственно. Тепловой разброс электронов и ионов в рассматриваемой системе характеризовался соответствующими температурами $T_{e1} = T_{e2} \sim 1.5 \cdot 10^5 \text{ К}$, $T_{i1} = (1 \div 5) \cdot 10^4 \text{ К}$ [9], $T_{i2} = (1 \div 5) \cdot 10^4 \text{ К}$. Для модели было принято указанное выше значение температуры ионов кометной плазмы, что согласуется с фактом регистрации в кометном хвосте ионного звука. Для ионов солнечного ветра при скорости направленного движения $\sim 5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ типичным значением является $T_{i1} \cong 5 \cdot 10^4 \text{ К}$. Магнитное поле в области взаимодействия солнечного ветра и плазмы кометы принималось равным $H_0 = 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ Гс}$ [19, 14] и направленным вдоль потока солнечного ветра ($H_0 \parallel Z$). Значение 10^{-5} Гс более близко к величине межпланетного магнитного поля, в то время как 10^{-4} Гс характерно для сильно сгущенных силовых линий в некоторых областях хвоста кометы.

Первый режим неустойчивости может реализоваться в области параметров, при которых отсутствует раскачка ионно-звуковых колебаний. Общее дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\varepsilon_{zz} = \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega^2}.$$

Используя приближения $\omega \ll \omega_{pe}$, ω_{pi1} , ω_{pi2} , $\omega_{pi2} \ll \omega_{pe}$, получим

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi1}^2 k_{\perp}^2 v_{oi1}^2}{\omega^2} (\omega^2 - \omega_{Hi1}^2) - \frac{\omega_{pe1}^2 k_{\perp}^2 V_{oe1}^2}{\omega^2} (\omega^2 - \omega_{He}^2). \quad (6)$$

Тепловой разброс наряду с магнитным полем оказывает стабилизирующее воздействие на неустойчивость. Для типичных параметров $\omega_{Hi1} \cong 0.1 \div 1 \text{ с}$, $\omega_{pi1} \cong 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $V_{oi1}/c \cong 10^{-3}$ развивается аperiodическая неустойчивость, причем электроны солнечного ветра оказываются замagnetизированными и устойчивыми, в то время как ионы неустойчивы. При выполнении условий существования неустойчивости получаем оценку для максимальной длины волны неустойчивости:

$$\lambda_{max} = \frac{2\pi}{\omega_{Hi1}} \cdot \frac{V_{oi1} \omega_{pi1}}{\omega_{pe}} \cong 20 \div 200 \text{ км}. \quad (7)$$

Рассмотренный случай филаментации солнечного ветра при отсутствии в системе ионно-звуковой турбулентности дает удовлетворительное согласие с временными и пространственными масштабами наиболее мелких лучей $\sim 100 \text{ км}$, наблюдаемыми экспериментально [14]. Найденны критерии существования этого типа неустойчивости и показано, что она может приводить к максимальным поперечным размерам лучей, не превышающим 500 км .

Второй режим филаментационной неустойчивости может реализоваться в условиях, благоприятных для раскачки ионно-звуковой неустойчивости с последующим формированием квазистационарного спектра ионно-звуковой турбулентности. Электроны плазмы солнечного ветра и кометы, двигаясь со скоростями, на порядки превышающими фазовую скорость ионно-звуковых волн, испытывают квазиупругие рассеяния на ионно-звуковых пульсациях, аналогичные рассеянию электронов на бесконечно тяжелых ионах в лоренцевском газе [20]. Динамика электронов в этом

случае может быть охарактеризована эффективной частотой столкновений ν_{eff} . Следует ожидать продления неустойчивости в область больших длин волн (малых k_{eff}). Интересуясь именно этой областью и предполагая $\omega \ll \nu_{eff}$, $\omega \ll \omega_{H1}$ и $\nu_{eff} \leq \omega_{He}$ для ϵ_{zz} , имеем:

$$\epsilon_{zz} = -\frac{\omega_{pi2}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{i\nu_{eff}\omega} + \frac{k_{\perp}^2 V_{oi1}^2 \omega_{pi1}^2}{\omega^2 \omega_{H1}^2} - \frac{k_{\perp}^2 V_{oe1}^2 \omega_{pe1}^2}{\omega^2 \omega_{He}^2} \cdot \frac{i\nu_{eff}}{\omega}. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) имеет вид:

$$\omega = -i\nu_{eff} \cdot \frac{2k_{\perp}^2 V_{oe1}^2 \omega_{pe1}^2}{\omega_{He}^2 \omega_{pi2}^2} (k_{\perp}^2 c^2 / \omega_{pi2}^2 + 1 - k_{\perp}^2 / k_o^2) \times \\ \times \left[1 \pm \left(1 + \left(\frac{4\omega_{pe}^2 k_{\perp}^2 V_{oe1}^2 \omega_{pe1}^2}{\omega_{He}^4 \omega_{pi2}^4 (k_{\perp}^2 c^2 / \omega_{pi2}^2 + 1 - k_{\perp}^2 / k_o^2)^2} \right) \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (9)$$

Обратим внимание на существование выделенного значения волнового числа

$$k_o = \frac{\omega_{pi2} \omega_{H1}}{V_{oi1} \omega_{pi1}} \quad (10)$$

выше и ниже которого характер решения качественно меняется. В частности, при $k \ll k_o$ выбирая знак "—" перед квадратным корнем в уравнении (9) (при противоположном знаке неустойчивость отсутствует), имеем: $\omega = -i\nu_{eff} / \omega_{pe}^2 \omega_{pi2}^2 (k_{\perp}^2 / k_o^2 - 1)$ и неустойчивость обусловлена в этом случае только ионным потоком.

При $k_{\perp} \ll k_o$, $k_{\perp} \rightarrow 0$, выбирая в уравнении (9) знак "+", получаем инкремент неустойчивости, которая обусловлена только потоком электронов солнечного ветра:

$$\omega = -i \frac{\nu_{eff}}{\omega^2} \cdot k_{\perp}^2 V_{oe1}^2 \frac{\omega_{pe1}^2}{\omega^2}.$$

Таким образом, можно сделать вывод, что при $V_{oe1} \neq 0$ неустойчивость существует при сколь угодно малых k . Инкремент, однако, быстро уменьшается обратно пропорционально квадрату длины волны.

В обоих случаях оценкой минимального волнового числа может служить k_o , и максимально возможную длину волны неустойчивости, обусловленную ионным потоком, оценим как

$$\lambda_{max} = 2\pi / k_o \simeq 3 \cdot 10^3 \div 10^4 \text{ км} \quad (11)$$

(для $\omega_{H1} = 1 \div 0.1$ с), что более чем на два порядка превышает аналогичное значение, полученное в отсутствие ионно-звуковой турбулентности.

Тепловой разброс может быть учтен формальной заменой в полученном решении (10):

$$\omega_{He}^2 \rightarrow \omega_{He}^2 + k_{\perp}^2 V_{Te1}^2; \quad \omega_{H1}^2 \rightarrow \omega_{H1}^2 + k_{\perp}^2 V_{Ti1}^2. \quad (12)$$

Анализ полученного выражения показывает, что максимальная длина волны определяется уравнением (11). Результаты аналитического рассмотрения хорошо согласуются с численным решением полного дисперсионного уравнения. Неустойчивость качественно не зависит от абсолютного значения ν_{eff} . Максимальный инкремент неустойчивости для

реальных систем, по-видимому, лежит в диапазоне от 1 до 10 с^{-1} . Таким образом, при наличии в плазме хвоста кометы развитой ионно-звуковой турбулентности условия для развития крупномасштабной стратификации солнечного ветра улучшаются. В частности, неустойчивость существенно расширяется в область длинных волн (например: $\lambda \simeq 10^4 \text{ км}$ при инкременте $\gamma \simeq 0.1 \text{ с}^{-1}$). По мере роста плотности протонов солнечного ветра в сжимающихся филаментах и их нагрева неустойчивость переходит в нелинейную стадию. При этом возникающие на линейном этапе неустойчивости отдельные филаменты потока солнечного ветра проявляют тенденцию к объединению. С целью выяснения, до каких масштабов может происходить это объединение и какой вид приобретет нелинейный спектр длин волн неустойчивости, в работе разработан алгоритм и проведено непосредственное численное моделирование изучаемой системы методом крупных частиц. Разработанный в [21] индуктивный (или безизлучательный) метод численного моделирования неустойчивости Вейбеля был взят за основу для исследования филаментации ионного потока в замагниченной плазме с электронами, описываемыми гидродинамическим уравнением. Рассматривалась одномерная область длиной L , с которой совмещается ось X декартовой системы координат. Ионы пучка и плазмы описывались "крупными частицами", имеющими вид плоских листов, перпендикулярных оси X . Каждая частица переносит одинаковую долю заряда пучка и плазмы соответственно и характеризуется координатой на оси X и тремя компонентами скорости ($V_{x\alpha}, V_{y\alpha}, V_{z\alpha}$) (здесь $\alpha = i_1, i_2$ для пучка и для плазмы; считается, что электронная компонента образует однородный невозмущенный фон). Вдоль оси X вводилась равномерная эйлерова сетка. Толщина каждой крупной частицы выбиралась равной шагу пространственной сетки. Рассматривалась апериодическая неустойчивость с волновым вектором k , направленным вдоль оси X . Общая схема моделирования представляется следующими этапами. Временной интервал разбивается на ряд слоев. На каждом временном слое заряды и токи крупных частиц раздаются на эйлерову сетку. Затем на этой же сетке определяются электрические и магнитные поля. Силы, действующие на конкретные частицы, находятся с помощью линейной интерполяции полей в точки расположения частиц. Зная силы, действующие на частицы, можно решить уравнения движения, т.е. перейти к новому временному слою с определением координат и скоростей частиц. Далее процедура повторяется столько раз, сколько необходимо для изучения того или иного физического процесса. Поскольку реальной ситуации соответствует очень большой разброс масштабов параметров, то становится понятным, что прямое моделирование систем с такими параметрами практически невозможно. Для численных экспериментов обычно выбирают параметры, лишь качественно отражающие соотношение реальных, а полученные результаты затем обобщают.

При написании конкретных численных схем использовались следующие масштабные единицы для обезразмеривания физических величин: длина — c/ω_{pi} , время — $1/\omega_{pi}$, скорость — c , электрическое и магнитное поля — $(4\pi m_e^2 c n_p)^{1/2}$, вектор-потенциал — $m_i c^2/e$, здесь n_p — плотность невозмущенной плазмы, $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_p/m_i)^{1/2} = (\omega_{pi1}^2 + \omega_{pi2}^2)^{1/2}$. В дальнейшем, при анализе результатов численных экспериментов, все физические величины представлены в этих единицах. Для плазмы и пучка

выбирались следующие начальные функции распределения по скоростям:

$$f_{00}(V) = \frac{n_{\alpha}}{2\pi V_{T\alpha}^2} \cdot \exp\left(-\frac{V_x^2 + V_y^2}{2V_{T\alpha}^2}\right) \cdot \delta(V_z - V_{z0\alpha}).$$

Для реальной загрузки крупных частиц в начале численного эксперимента использовался метод спокойного старта. Для тестирования разработанного алгоритма сравнивались инкременты неустойчивости, полученные в линейной теории и в результате численного моделирования. Исследованы случаи стабилизации неустойчивости сильным внешним магнитным полем и тепловым разбросом ионов плазмы. Для начала рассматривался недиссипативный случай ($\omega = 0.2$, $\nu_{eff} = 0$). Длина системы ($L = 8$) выбиралась таким образом, чтобы на ней умещалось 6 длин волн неустойчивости с максимальным инкрементом. Анализ фазовых портретов ионов потока и фоновой плазмы в конце численного эксперимента $t = 200$ показывает, что на линейной стадии неустойчивости (до времен $t = 20$) в системе сформировалось 6 филаментов, которые затем практически без изменений (объединение филаментов не происходит) просуществовали до конца численного эксперимента. Длина волны неустойчивости в данном случае всего в два раза меньше максимально допустимой, найденной из линейной теории.

Более подробно нами рассматривался диссипативный случай ($\omega_{Hi} = 0.2$, $\nu_{eff} = 2$), наиболее близко отражающий условия реальных экспериментов. Как и ранее, рассматривалась система с длиной $L = 8$, что соответствовало 6 длинам волн для мод с максимальным инкрементом. Динамика развития неустойчивости при различных временах ($t = 12, 24, 30, 42, 60$) показывает, что сначала, при $t = 12$, отчетливо видно образование 6 филаментов и нарастание соответствующей Фурье моды в спектре магнитного поля. По мере сжатия филаментов увеличивается их поперечная температура. Между филаментами действуют силы притяжения, что приводит к их достаточно быстрому объединению и формированию уже при $t = 60$ двух филаментов, которые сохраняются до конца численного эксперимента ($t = 200$) практически без изменений. Их пространственный размер равен половине максимально допустимой длины волны, найденной в линейной теории, что составляет $5 \cdot 10^3 \div 10^4$ км и хорошо согласуется с данными наблюдений лучевой структуры в плазменных хвостах комет. По-видимому, именно этот режим неустойчивости приводит к наблюдаемой визуально крупномасштабной стратификации. Следует отметить, что поскольку светящейся и соответственно наблюдаемой компонентой является фоновая (кометная) плазма, кометные лучи, во-первых, могут иметь наблюдаемый масштаб, несколько превышающий квазистационарную ширину филамента потока (протонов солнечного ветра), а во-вторых, должны иметь вид широких полос с достаточно узкими промежутками между ними.

Исследовалась также зависимость различных интегральных энергий от времени. Поперечная кинетическая энергия пучка растет по мере объединения филаментов и роста тока в них. Каждый акт объединения филаментов сопровождается характерным скачком энергии магнитного поля и поперечной кинетической энергии пучка. Полная энергия системы (энергия поля и кинетическая энергия частиц) сохраняется в течение всего расчета с точностью до 8 процентов.

Полученные результаты явно свидетельствуют о возможности формирования на нелинейной стадии неустойчивости стратифицированных

структур с максимальной длиной волны только в 2 раза меньшей предельного значения, найденного из линейной теории (9), (12). Характерное время образования квазистационарных лучей с такими масштабами зависит от конкретных физических условий, однако в первом приближении может быть оценено как $2\pi/\gamma\lambda$, где $\gamma\lambda$ — величина инкремента, даваемая линейной теорией для интересующей длины волны λ . При этом важно отметить, что процесс пересоединения филаментов будет продолжаться до масштаба $\lambda_{max}/2$. В диссипативном случае (12) λ_{max} оказывается $\geq 30c/\omega_{pi}$, и максимально возможная длина волны, очевидно, не будет намного превышать 3000 км [22].

Список литературы

1. Еришович А.И., Нусинов А.А., Черников А.А. // Астрон. журн. 1972. Т.49. С.866.
2. Коцаренко Н.Я., Лизунов Г.В., Чурюмов К.И. К вопросу о волновых структурах в кометных хвостах I-го бредихинского типа // Письма в Астрон. журн. 1990. N2. С.264–269.
3. Muschietti L. Electron beam formation and stability // Solar Phys. 1990. V.130. N1–2. P.201–228.
4. Электродинамика плазмы / Ред. А.И.Ахиезер. М.: Наука, 1974.
5. Миллер Р. Введение в физику сильнооточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984.
6. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
7. Goldstein M.L., Wong H.K. // Journ. of Geophys. Res. 1987. V.92, NA5. P.4695–4700.
8. Scarf F.L., Coroniti F.V., Kennel C.F. et al. // Science. 1986. N235. P.377–381.
9. Bame S.J., Anderson R.C., Asbridge J.R. et al. Comet Giacobini-Zinner: A plasma description // Ibid. N232. P.356–361.
10. Smith et al. // Ibid. P.382.
11. Galeev A.A. Plasma processes in the outer coma // Comets in the post-Halley era. 1991. V.2. P.1145–1170.
12. Churyumov K.I., Kotsarenko N.Ya., Lizunov G.V., Verkhoglyadova O.P. Plasma-beam instabilities in cometary ionospheres // Asteroids, Comets, Meteors, 1991. Houston, 1992. P.125–128.
13. Верхоглядова О.П., Коцаренко Н.Я., Лизунов Г.В., Чурюмов К.И. Плазменно-поточковая неустойчивость в ионосферах комет // Письма в Астрон. журн. 1992. Т.18, N1. С.81–86.
14. Tsurutani B.T. Cometary plasma waves and instabilities // Comets in the Post-Halley Era. 1991. V.2. P.1171–1210.
15. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т.1. М.: Атомиздат, 1971.
16. Чурюмов К.И. Кометы и их наблюдение. М.: Наука, 1980.
17. Alfven H. // Tellus. 1957. V.9. P.92.
18. Ness N., Donn B. // Astron. J. 1965. V.70, N5.
19. Чурюмов К.И., Лоза А.И., Ильчишина Н.И. Магнитное поле в хвосте кометы Когоутека (1973 XII) // Кометный циркуляр. 1979. N250. С.4.
20. Кадомцев Б.Б. Коллективные процессы в плазме. М.: Наука, 1988.
21. Morse R.I., Nielson C.W. Numerical simulation of the Weibel instability in one two dimension // Phys. Fluids. 1971. V.14, N4. P.830–840.
22. Коцаренко Н.Я., Верхоглядова О.П., Пасько В.П., Чурюмов К.И. Теория крупномасштабной стратификации в плазменных хвостах комет // Письма в Астрон. журн. 1993. Т.9. N9. С.823–867.

МОДЕЛЬ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ

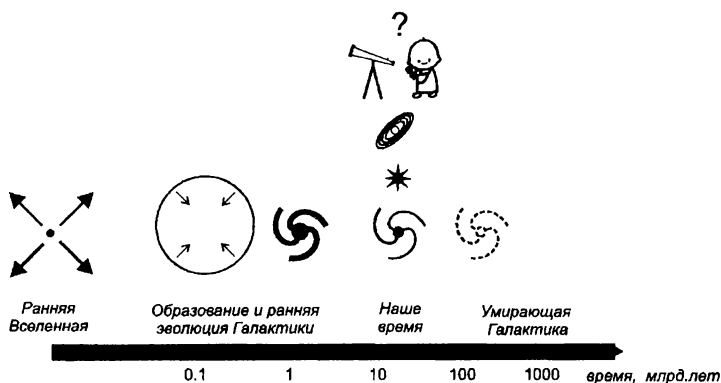
Введение

Как нас учили в УрГУ, человек постигает мир, осознанно или подсознательно строя модели: модели природных явлений и процессов, модели других людей (их характеров, поведения и т.д.), модель общества, наконец модель себя в природе и в обществе. Модели бывают как предметными (простейший пример из области науки и техники — различные лабораторные установки), так и, чаще, абстрактными (например, модель благополучной России), т.е. существующими только в нашем сознании в виде некоторых связанных представлений. Все они призваны помогать понимать существующий мир и выживать в нем. Если модель “плохая”, то и результаты будут соответствующими. “Хорошая” модель позволяет правильнее объяснять и — что особенно важно — “предвидеть” дальнейшее. Наука в обсуждаемом аспекте — это наиболее эффективный способ построения максимально “хороших” моделей.

В русле этих учебных истин сверхзадачей астрономии и смежных наук можно считать построение полной модели Вселенной. Это, конечно, невозможно, хотя бы из-за козымыпрутковского “нельзя объять необъятное”. В научном фольклоре эта истина известна в более гейзенберговской форме как шутка о том, что специалист — это человек, который знает все ни о чем, а философ знает ничего, но обо всем. Неявная мораль состоит в избегании крайностей: узким специалистам необходимо представлять общую цель данного направления исследований, а склонным к построению глобальных теоретических конструкций — знать и критически оценивать конкретные основания их заключений.

В астрономическом плане и нашу Галактику, и другие можно считать необъятным “всем”, поскольку в этих гигантских природных лабораториях мы сталкиваемся практически с любыми известными процессами и объектами. Более того, недавние измерения функции светимости галактик в скоплениях, проведенные Трентхамом [1], показывают, что светящееся вещество Вселенной сосредоточено в основном в галактиках, подобных Млечному Пути. Это дает основания полагать, что сделанные для нашей Галактики выводы применимы к большей части Космоса. Желание больше узнать об этом “необъятном” и получить связанное и, возможно, более полное жизнеописание галактик реализуется в форме теорий галактической эволюции.

Вернувшись к практическим целям процесса познания, отметим, что Солнце и небесные тела, входящие в Солнечную систему, для жителей Земли более “важны”, чем Галактика. Однако по мере проникновения в природу сложных взаимосвязей между различными формами материи и процессами в нашей звездной системе приходит понимание того, что, например, изменения физических и химических параметров самого Солнца и межзвездного вещества в его окрестностях могут быть связаны с ходом галактической эволюции. Вот лишь несколько вопросов на эту тему.



- Почему у Солнца и других мало проэволюционировавших звезд (т.е. звезд, у которых химический состав в процессе эволюции изменился несущественно) столь велики различия в содержании тяжелых элементов?
- Как связаны свойства Солнечной системы и самого Солнца с их положением близ коротационного радиуса (на этом расстоянии скорость вращения Галактики и ее спирального узора совпадают)?
- Связаны ли (и в какой степени) геологические эпохи с взаимодействием Солнечной системы и объектов, населяющих галактический диск?

Таких вопросов множество. Вспомним и еще об одном астрономическом аспекте важнейшей проблемы жизни в Галактике: быстрый рост в последние годы числа открываемых планет, часть из которых, возможно, пригодна для жизни, может стать первой предпосылкой для изменений глобальной концепции человеческой цивилизации.

Отметим, что до сих пор методами точной науки (в данном случае астрофизики), как правило, рассматривалась лишь предыдущая эволюция галактик. Количество научных работ, посвященных моделям галактической эволюции и описывающих различные аспекты предыстории самой Галактики, огромно. Накоплен важнейший материал, и, конечно, многое отражено в научно-популярных изданиях. В этой общей лекции кратко описаны подходы к моделированию эволюции галактик, а затем на основе результатов, полученных с помощью выбранного нами конкретного метода, описана эволюция нашей Галактики, начиная от самых ранних фаз и кончая очень далеким будущим, когда Галактика уже перестанет быть обособленным звездным островом. Поскольку на тему астрофизического будущего работ мало и они начали появляться лишь в последние годы, нам кажется естественным опереться на результаты недавних исследований, проведенных нами в Институте астрономии РАН.

1. Как строятся модели галактической эволюции

1.1. Основные уравнения и виды моделей

Целью моделирования эволюции галактик является воспроизведение изменений их важнейших глобальных параметров — массы газа, химического состава, скорости звездообразования, светимости (болومترической или в определенной фотометрической полосе), темпа всплеск сверхновых и др. В полной модели должны быть учтены многие факторы — звезды, газ и пыль в межзвездном пространстве, крупномасштабные галактические структуры, а также весьма разнообразные процессы: образование и эволюция звезд, потеря ими массы и обогащение межзвездного вещества химическими элементами — продуктами звездной эволюции, фазовые переходы в межзвездной среде (МЗС), тепловые и ионизационные процессы, перенос излучения в МЗС, динамические процессы, определяющие эволюцию структуры Галактики и т.д.

Можно сказать, что модели галактической эволюции аккумулируют все основные знания, накопленные в астрофизике. Главной задачей теоретиков-моделистов является построение модели, которая могла бы объяснить весь объем наблюдений о галактическом прошлом. Получение такого материала (о прошлом) вполне возможно, т.к. наблюдая галактики, подобные изучаемой, на больших расстояниях, то есть на больших z , можно получить сведения о свойствах объектов изучаемого типа в более раннюю эпоху.

Часто рассматривают отдельно химическую и динамическую эволюцию галактик. Под динамической моделью обычно понимают эволюцию галактики как системы гравитирующих точек (звездодинамическая модель, которую мы обсудим в разделе 3) и, реже, газодинамическую модель, описывающую свойства газового компонента галактики (о ней будет идти речь в этом разделе). Модели могут быть закрытыми и открытыми в зависимости от того, учитывается ли обмен веществом галактики с окологалактической средой. Самым простым видом моделей галактик являются однозонные модели (химической эволюции), в которых вся галактика рассматривается как единый резервуар, в котором происходят два основных процесса: переход газа из МЗС в молодые звезды и обратный процесс — возвращение газа в МЗС проэволюционировавшими звездами. В основе таких моделей лежит закон сохранения массы

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi + R + M^{\text{in}} - M^{\text{out}}, \quad (1)$$

выражающий скорость изменения массы газа в галактике. Она равна разности между скоростью звездообразования ψ и скоростью возврата R газа в МЗС проэволюционировавшими звездами. Слагаемые M^{in} и M^{out} используются реже и описывают обмен веществом с окологалактической средой, они присущи открытой модели. Подробнее об этих слагаемых мы поговорим ниже, а пока запишем тот же закон сохранения массы, но уже для массы M_i отдельного (i -го) химического элемента в межзвездном газе

$$\frac{dM_i}{dt} = -Z_i\psi + Y_i + M_i^{\text{in}} - M_i^{\text{out}}. \quad (2)$$

Здесь $Z_i = M_i/M_g$ — массовая доля i -го элемента в МЗС, а Y_i — масса этого элемента, выброшенная в МЗС звездами. Как правило, при решении

задач о химической эволюции галактик ограничиваются этими уравнениями, считая, что со временем изменяются только масса газа и содержание различных химических элементов, а размеры галактики остаются постоянными.

Как показали Фирмани и Тутуков [2], интересные результаты можно получить, дополнив систему (1-2) законом сохранения энергии. Считая, что толщина газового диска H определяется энергетикой газа (например, чем горячее газ, тем толще диск), мы можем записать для нее формальное уравнение

$$\frac{dH}{dt} = H_+ - H_-, \quad (3)$$

в котором слагаемое H_+ описывает приток энергии в газ от вспышек сверхновых, а слагаемое H_- — потери энергии на излучение в межгалактическое пространство.

Для решения системы (1-3) ее необходимо дополнить “материальными” уравнениями, то есть соотношениями, определяющими параметры звездообразования, эволюции звезд и синтеза тяжелых элементов.

Как показывает практика, однозонные модели способны с разумной точностью воспроизвести “глобальные” параметры галактики, но в них, естественно, остается полностью скрытым ее внутреннее строение. Получить более полное представление о структуре галактик позволяют многозонные модели, то есть модели, в которых уравнения (1-3) решаются отдельно для различных подсистем галактики, например для гало и для диска или для нескольких кольцевых зон диска с разными радиусами. Многозонные модели, помимо материальных уравнений, необходимо дополнять соотношениями, описывающими взаимодействие различных зон, например обмен газом между гало и диском. В серии работ [3, 4] Феррини с соавторами развили двухфазную (гало+диск) модель спиральной галактики и использовали ее для исследования возможности различных историй звездообразования в диске Галактики и для изучения причин возникновения радиальных градиентов.

1.2. Физическое и химическое содержание моделей

Первое слагаемое в уравнении (1) — скорость звездообразования (СЗО) в галактике, то есть масса газа, превращающегося в звезды за единицу времени. Образование звезд — сложный процесс, и его темп зависит от множества параметров. Более того, оно происходит по-разному в различных областях галактик, и скорость его может сильно изменяться со временем, испытывая подъемы и падения. Однако предположение о саморегуляции звездообразования позволяет говорить о том, что средняя СЗО в галактике зависит только от ее “глобальных” параметров. Упрощенно смысл саморегуляции можно представить так: если темп образования молодых звезд возрастает, увеличивается и количество энергии, поступающей от этих звезд в МЗС. Межзвездный газ нагревается, и его повышенная температура препятствует дальнейшему образованию протозвездных сгустков. Если же СЗО снижается, падает и температура газа, создавая условия, благоприятствующие коллапсу плотных облаков.

Таким образом, СЗО в галактике не может подниматься выше или опускаться ниже определенных границ, численное значение которых обусловлено средней объемной плотностью газа в системе ρ . При моделировании эволюции галактик, как правило, считают, что средняя СЗО прямо

пропорциональна некоторой степени n плотности газа

$$\psi = f V_G \rho^n, \quad (4)$$

где V_G — объем галактики. Для нашей Галактики значение коэффициента f приблизительно равно $2 - 5 \cdot 10^7$ (в единицах СГС) при $n = 2$ [5]. Вероятно, первым такую форму СЗО предложил использовать Шмидт [6], поэтому уравнение вида (4) часто называют законом Шмидта. Вместо объемной плотности в нем иногда используется поверхностная плотность газа в диске или плотность (также объемная или поверхностная) молекулярного водорода (поскольку звездообразование происходит только в молекулярных облаках).

Второе слагаемое в уравнении (1) трактовать сложнее. Звезды теряют массу в течение всей своей жизни, но при моделировании эволюции галактик "растянутостью" этого процесса пренебрегают, считая, что сброс вещества происходит мгновенно в конце жизни звезды. Поэтому масса газа, поступающего в МЗС в единицу времени, определяется количеством умирающих в эту единицу времени звезд. Скорость же умирания звезд в момент времени t , в свою очередь, определяется скоростью их образования в момент $t - \tau$, где τ — время жизни звезды. Последняя величина сильно зависит от массы звезды M . Для звезд умеренных и малых масс (таких подавляющее большинство в Галактике)

$$\tau_M = \frac{10^{10}}{M^3} \text{ лет}, \quad (5)$$

где масса M выражена в массах Солнца. Поэтому при оценке скорости возврата газа в МЗС приходится отдельно рассматривать звезды различных масс.

Для описания распределения вновь образовавшихся звезд по массам используется начальная функция масс. Определим ее следующим образом: пусть

$$\psi(t)\phi(M)dM$$

есть количество звезд с массами в интервале от M до $M + dM$, образовавшихся в момент времени t . Тогда масса газа, возвращающегося в МЗС в момент времени t ,

$$R(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \phi(M)\psi(t - \tau_M)[M - R_M]dM, \quad (6)$$

где M_{\min} и M_{\max} — минимальная и максимальная массы звезд, R_M — масса остатка (белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры) звезды массы M . Значения минимальной и максимальной масс, а также вид функции R_M можно получить из расчетов эволюции звезд.

Сейчас предполагается, что в коллапсирующем сгустке не загораются термоядерные реакции, если его масса меньше $0.07M_{\odot}$. Те же расчеты предсказывают, что максимальной возможной масса звезды, при которой она еще в состоянии "выстоять" против давления собственного излучения, равна $100M_{\odot}$. Массу остатка для приближенных расчетов можно считать не превосходящей чандрасекаровскую массу ($1.4M_{\odot}$). О начальной функции масс (НФМ) известно меньше. Еще в 1955 г. Э.Солпитер [7] предложил использовать для описания распределения звезд по массам

простой степенной закон $\phi(M) \propto M^{-2.35}$, в котором коэффициент пропорциональности определяется из условия нормировки

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \phi(M) dM = 1.$$

За последние десятилетия для НФМ было предложено несколько более сложных формулировок, кроме того, высказывались предположения, что форма НФМ меняется от галактики к галактике и даже в пределах одной звездной системы. Нет единого мнения и о том, меняются ли параметры НФМ со временем. Возможно, например, что в прошлом показатель степени в законе Солпитера был меньше по абсолютной величине, то есть с большей вероятностью образовывались массивные звезды. Однако пока достоверная информация о точной форме и переменности НФМ отсутствует. Учитывая неопределенность в задании остальных компонентов модели, точности функции Солпитера вполне достаточно.

Следующий компонент модели галактики — учет производства тяжелых элементов в звездах различных масс и типов. Уравнение для Y_i похоже на уравнение (6):

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \phi(M) \psi(t - \tau_M) [(M - R_M) Z_i(t - \tau_M) + P_i(M)] dM. \quad (7)$$

Первый член в квадратных скобках описывает возвращение в МЗС i -го элемента, попавшего в звезду в момент ее образования и “законсервированного” в ней. Второе слагаемое $P_i(M)$ представляет собой так называемый выход (yield) — массу тяжелого элемента, синтезированного в звезде массы M . Надо сказать, что выход может быть и отрицательным. Например, в звездах промежуточных масс кислород иногда не производится, а разрушается.

В зависимости от особенностей синтеза звезды удобно разделить на три группы. Маломассивные звезды ($M < 1M_{\odot}$) пока что возвратили в МЗС лишь небольшое количество газа, так как время их жизни на главной последовательности намного превышает возраст Галактики, но на больших промежутках времени их вклад заметен. Только звезды массой менее $0.4M_{\odot}$ ничего не возвращают в газовый компонент галактики. Звезды промежуточных масс ($1M_{\odot} < M < 8 - 10M_{\odot}$) — тоже не особенно активные производители тяжелых элементов. При горении слоевого источника в них синтезируется некоторое количество углерода, азота и других легких элементов. Эти элементы попадают в МЗС, когда звезда сбрасывает оболочку, превращаясь в планетарную туманность. Теоретические модели ядерного синтеза в звездах промежуточных масс очень немногочисленны. До недавнего времени требованиям моделей химической эволюции галактик отвечали только расчеты Ренцини и Воли [8]. В последние годы появилось еще несколько моделей, но вряд ли они существенно повысят точность предсказания химического состава галактик.

Основным источником тяжелых элементов считаются массивные звезды ($M > 8 - 10M_{\odot}$) на завершающей стадии эволюции, т.е. при вспышке сверхновой, когда чудовищный взрыв выбрасывает в межзвездный газ

продукты термоядерных и ядерных реакций. Существует несколько моделей синтеза тяжелых элементов при вспышках сверхновых, но, к сожалению, и здесь остается очень много неопределенностей. В частности, до сих пор неясно, как выход тяжелых элементов при взрыве зависит от исходного химического состава звезды.

Все сказанное о синтезе тяжелых химических элементов относится только к нормальной эволюции одиночных звезд. Есть, конечно, и другие источники, как связанные со звездной эволюцией (например, новые звезды), так и не связанные с ней (реакции скалывания при воздействии космических лучей). Из этих источников в рассмотрение обычно включаются только сверхновые типа Ia, происхождение которых сейчас чаще всего связывают с завершающим этапом эволюции некоторых тесных двойных звезд (Ибен и Тутуков [9]). Дело в том, что эти сверхновые считаются основными поставщиками одного из главнейших химических элементов — железа. Учесть их вклад сложнее, чем сверхновых II типа, поскольку взрыв в модели [9] не связан непосредственно со смертью родительской звезды. Процедура учета подробно описана в статье Маттеучи и Греггио [10].

1.3. Аккреция и выброс вещества

Галактика эволюционирует не как замкнутая система. Даже если она и не сталкивается с другими галактиками, взаимодействие с межгалактической средой (МГС) происходит непрерывно. Галактика аккрецирует окружающее вещество (M^{in}) и выбрасывает нагретый газ через галактические фонтаны (M^{out}). В моделях дисковых галактик аккрецию используют для решения “проблемы G-карликов” (см. ниже), искусственно задавая ее темп, т.е. считая его свободным параметром. Однако источник газа с первичным химическим составом, который галактика могла бы аккрецировать в заметных количествах, указать трудно.

Теоретические расчеты и наблюдения свидетельствуют также, что дисковые галактики активно выбрасывают вещество в межгалактическое пространство через “дымоходы”, или “галактические фонтаны”. Когда в ОВ-ассоциациях начинают взрываться сверхновые, вокруг ассоциации раздувается гигантский газовый пузырь. Кинетическая энергия его оболочки настолько велика, что она преодолевает притяжение диска и вырывается в околосгалактическое пространство. Там оболочка разрывается и открывает горячему газу из внутренней области пузыря путь в МГС. На большой высоте потоки газа из отдельных пузырей сливаются, образуя мощный галактический ветер [11]. С этим ветром наша Галактика, например, теряет несколько десятых массы Солнца в год. Еще один канал потери вещества в МГС — выметание пыли давлением излучения звезд [12]. Этот процесс не сказывается на полной массе галактики, но может существенно повлиять на ее химический состав.

1.4. Тестирование модели

Для оценки качества модели прежде всего необходимо выяснить, насколько точно и полно модель воспроизводит характеристики какой-либо хорошо изученной галактики. Естественно, что в качестве такого эталонного объекта выбирают чаще всего наиболее полно изученную галактику — Млечный Путь.

Главная проблема всех моделей галактик — большое количество свободных параметров, то есть параметров, значения которых неизвестны или известны неточно (например, коэффициент в формуле для СЗО). Разумеется, в качественной модели число параметров не должно превосходить число наблюдательных ограничений. Подсчитать же количество параметров часто бывает невозможно, так как далеко не все они присутствуют в модели явно. Поэтому наблюдательных ограничений должно быть как можно больше. Наиболее обширный их набор предлагает наша Галактика.

Способность модели воспроизвести современные характеристики Галактики еще не гарантирует, что она с той же степенью надежности позволит воспроизвести параметры галактики с другими исходными данными. Для уверенного использования модели ее нужно проверить хотя бы на нескольких галактиках. Еще один источник неопределенности — незнание того, как характеристики Галактики (конечно, не те, которые сами являются искомыми) изменялись со временем. Как показывает опыт, большое количество свободных параметров, которые исследователь может менять в широких пределах, обеспечивает сходимость к современным параметрам (с желаемой степенью точности) практически любой модели. Даже в рамках одной модели различные сочетания исходных параметров могут давать близкие значения основных параметров. Поэтому, повторим, очень важно получить согласованность во всех деталях.

Рассмотрим теперь подробнее, какие именно характеристики Галактики используются в настоящее время для проверки адекватности моделей. Поскольку информация о глобальных параметрах даже для нашей Галактики неполна и не очень точна, чаще говорят о моделировании более изученных окрестностей Солнца, так называемого “солнечного цилиндра”.

1.4.1. Основные параметры

Глобальные параметры Галактики — полная масса, масса газа, радиус, светимость, возраст, толщина газового диска — известны нам с небольшой точностью по простой причине — никому еще не удалось взглянуть на Галактику со стороны. Для этих величин можно указать лишь приблизительные значения, которые тем не менее также должны учитываться при моделировании Млечного Пути как гарантия того, что модель может быть идеально описывающая частные детали строения Галактики, не уходит далеко от истины и в общих характеристиках. Значения основных параметров Галактики перечислены в таблице (см. ссылки в [13]).

1.4.2. Химический состав

Как правило, типичным для Галактики считается химический состав Солнца. Поэтому создатели моделей химической эволюции Галактики стараются, чтобы их модели предсказывали содержание одного, нескольких и даже многих элементов именно на Солнце. Последним эталоном химического состава Солнечной системы считается работа Андерса и Гревессе [14]. Однако не исключено, что химический состав Солнца несколько отличается от среднего по Галактике, в частности из-за того, что диск Галактики химически неоднороден. Поэтому модель можно считать удовлетворительной, если предсказанные ею значения содержания различ-

Основные параметры Галактики

Параметр	Значение
Масса, M_{\odot}	$2 \cdot 10^{11}$
Радиус, кпк	15 – 20
Относительная масса газа	5 – 15%
Светимость L_V/L_{\odot}	$2 - 4 \cdot 10^{10}$
Толщина газового диска, пс	300 – 400
Скорость звездообразования, M_{\odot} в год	1 – 10
Темп вспышек сверхновых I типа, событий в год	0.003
Темп вспышек сверхновых II типа, событий в год	0.01 – 0.05
Массовая доля тяжелых элементов Z	0.02
Возраст	10 – 15 млрд лет

ных химических элементов отличаются от солнечных значений не более чем в два раза [15].

Иногда в качестве наблюдательных ограничений используется не только современный химический состав, но и более сложные критерии — относительное содержание тяжелых элементов, распределение звезд различных типов по металличности, радиальный и вертикальный градиенты химического состава, соотношение “возраст–металличность”.

Под относительным содержанием понимают отношение массовых долей двух элементов, часто в сравнении с соответствующим отношением для “солнечного” химического состава. Строго говоря, любое содержание, используемое в моделях галактик, является относительным, поскольку рассматривается всегда отношение массы или количества атомов элемента к массе или количеству атомов водорода. Особую важность для моделирования имеет отношение массы альфа-элементов (т.е. элементов, ядра которых состоят из целого числа α -частиц — кислород, магний, неон, кремний и т.п.) к массе железа. Дело в том, что по современным представлениям альфа-элементы образуются в сверхновых типа Ib и II, а основным источником железа являются сверхновые типа Ia. Темп вспышек сверхновых с коллапсом ядра приблизительно пропорционален СЗО в тот же момент времени, так как время жизни предшественников этих сверхновых — массивных звезд — очень мало. Время жизни предшественников SN Ia значительно больше, поэтому темп их вспышек отражает СЗО в более давнюю эпоху. По относительному содержанию продуктов разных типов сверхновых можно получить представление о СЗО в различные моменты времени. Таким образом, величина

$$[\alpha/Fe] = \lg \left[\frac{M_{\alpha}}{M_{Fe}} \right] - \lg \left[\frac{M_{\alpha}}{M_{Fe}} \right]_{\odot}$$

позволяет заглянуть в прошлое и получить информацию о СЗО на ранних этапах эволюции Галактики. Здесь M_{α} и M_{Fe} — массы α -элементов и железа соответственно.

Главная черта корреляции $[O/Fe]$ – $[Fe/H]$ — излом при $[Fe/H] = -1$. Его интерпретируют так: в первые несколько сотен миллионов лет галактика обогащалась только сверхновыми второго типа, поэтому в старых звездах (с низким отношением $[Fe/H]$) кислород более обилен, чем на Солнце. Затем, когда средняя металличность Галактики достигла $0.1Z_{\odot}$, в игру вступили долгоживущие сверхновые первого типа. Они обогатили Галактику железом, снизив отношение $[O/Fe]$ до современного значения. Более сложная информация заключена, вероятно, в отношениях $[C/Fe]$ и

[N/Fe], поскольку в образовании этих элементов кроме сверхновых принимают участие и звезды промежуточных масс.

Если эта интерпретация верна, определяющую роль в эволюции отношения [O/Fe] играют времена жизни предшественников сверхновых различных типов. Наблюдения же дают зависимость этого отношения не от времени, а от содержания железа или общего содержания тяжелых элементов. Чтобы такая интерпретация была верной, между временем и металличностью должна существовать однозначная зависимость, известная как соотношение "возраст–металличность". Как показывают наблюдения, такая зависимость действительно существует, но выполняется она с большой погрешностью и вряд ли может служить надежным критерием истинности модели. Известно, что в Галактике старые звезды в среднем беднее тяжелыми элементами, чем молодые объекты. Но разброс значений [Fe/H] у звезд данного возраста может достигать 3 раз в обе стороны [16]. Поэтому можно сказать, что соотношению "возраст–металличность" не противоречит любая модель.

Еще один важный наблюдательный факт, который используется при проверке истинности моделей химической эволюции Галактики, — функция металличности (ФМ) звезд, то есть количество звезд с различными значениями Z . Чаще всего для этой цели используют G-карлики — звезды подобные Солнцу. Время жизни этих объектов превышает возраст Галактики, поэтому сейчас наблюдениям доступны как звезды, образовавшиеся практически одновременно с Галактикой, так и молодые. Процесс восстановления истории звездообразования по функции металличности G-карликов подробно описан в обзоре Рана [17].

Главная проблема в воспроизведении ФМ старых звезд известна как парадокс, или проблема, G-карликов. Суть ее заключается в следующем. Если рассматривать Галактику как замкнутую систему без притока газа извне, практически любая модель предсказывает начальную вспышку звездообразования, связанную с большим количеством газа — сырья для формирования звезд. G-карлики, образовавшиеся во время вспышки, должны быть многочисленны, поскольку скорость образования звезд была очень велика. С другой стороны, их Z должно быть мало, поскольку они образовались из газа с практически первичным химическим составом. Следовательно, мы должны наблюдать большое количество звезд, бедных тяжелыми элементами. В действительности, максимум ФМ G-карликов приходится на [Fe/H] порядка -0.2 , что мало отличается от солнечного значения. Из этого следует, что большая часть наблюдаемых G-карликов образовалась всего несколько миллиардов лет назад, чуть раньше Солнца.

Для решения этой проблемы в модели вводят аккрецию газа, считая, что первоначальная масса Галактики была невелика, что позволяет избежать вспышки звездообразования, а подавляющая масса звезд образовалась позже, из газа, аккрецированного галактикой из межгалактического пространства. О недостатках этого предположения мы уже говорили.

Как показывают результаты Шустова и др. [18], проблемы G-карликов удастся избежать, введя в модель дисковой галактики уравнение энергии и учитывая с его помощью зависимость толщины диска от времени. В этом случае также наблюдается вспышка звездообразования, но возникшие в это время звезды находятся на больших высотах и не могут наблюдаться. Мы видим только G-карлики, образовавшиеся позже, когда толщина диска была уже близка к современному значению.

Более сложные критерии используются для выбора параметров много-

зонных моделей. В них приходится объяснять систематические различия в металличности звезд в зависимости от их положения в Галактике — вертикальный и горизонтальный градиенты химического состава. Изменение Z в зависимости от высоты над плоскостью диска имеет, вероятно, возрастное происхождение и связано с тем, что одновременно с ростом металличности происходило и уменьшение толщины диска. В результате этого звезды с большим Z образовывались ближе к плоскости симметрии Галактики. Происхождение градиента Z в диске пока неясно. По данным многих наблюдений металличность при удалении от Солнца в направлении антицентра Галактики на 10 кпс уменьшается приблизительно в 10 раз. Подобные градиенты наблюдаются и во многих других дисковых галактиках. Одно из их возможных объяснений — более плавный темп звездообразования и медленный рост Z на периферии Галактики, в областях с пониженной плотностью газа. Возникновение градиента в диске связывают также с радиальными течениями вещества или с изменением свойств НФМ на больших галактоцентрических расстояниях.

2. Эволюция Галактики

2.1. Как долго Галактика будет Галактикой?

Галактика в известной степени напоминает биологическое сообщество (например, большой лес), в котором отдельные особи живут относительно недолго по сравнению с временем жизни всего сообщества. Среди них есть долгожители и эфемерные создания. Эти отдельные особи рождаются, взрослеют, умирают, но в целом основные признаки сообщества сохраняются. Подобно тому как лес многие тысячелетия может оставаться лесом, хотя уже многократно прошел процесс эволюционной замены всех растений, Галактика еще долго будет выглядеть так, как она выглядит, хотя кругооборот вещества “звезды—газ—звезды” прошел уже много циклов.

Данные наблюдений объектов на больших красных смещениях свидетельствуют в пользу открытости и бесконечного расширения Вселенной. Следовательно, при рассмотрении эволюции Галактики мы ограничены сверху лишь временем, когда фундаментальные физические процессы (например, распад протонов и электронов) существенно изменят саму структуру материи. Но для Галактики эта шкала ($\sim 10^{33}$ лет) слишком длинна, и ее параметры изменятся кардинальным образом гораздо раньше.

Наиболее важные временные шкалы, характеризующие свойства Галактики — шкала глобальных структурных изменений и шкала энерговыделения — существенно превышают современный возраст Галактики, оцениваемый в 10–15 млрд лет.

Шкала энерговыделения определяется длительностью протекания ядерных реакций в недрах наиболее многочисленных и долгоживущих маломассивных звезд и оценивается по формуле (5). Для наиболее долгоживущих звезд с $M = 0.07 M_{\odot}$ [19] получаем $\tau_* \sim 2 \cdot 10^{13}$ лет. Этим временем задана полная продолжительность звездного этапа в жизни Галактики, когда происходят изменения в составе и свойствах ее населений. По его завершении Галактика состоит только из остывших компактных звездных остатков: белых (точнее, к этому времени уже черных) карликов, нейтронных звезд и черных дыр.

Крупномасштабная структура Галактики в рассматриваемый промежуток времени практически не меняется. Верхний предел времени жизни Галактики как целого определяется законами звездной динамики. Уже более 50 лет назад известнейшим астрофизиком С.Чандрасекаром (в его честь названа запущенная в 1999 г. космическая обсерватория для исследований в области астрофизики высоких энергий) и позднее К.Ф.Огородниковым было показано, что изолированная система гравитирующих частиц (звезд) с такими же параметрами, как и наша Галактика, динамически релаксирует (в нашем случае это означает существенное изменение структуры) за время

$$\tau_r = \frac{vR}{V^2} \frac{N}{4\pi \ln N}, \quad (8)$$

где R — размер системы, v — типичная случайная скорость, V — “регулярная” скорость, N — полное число частиц. Предполагая для сферической подсистемы $v = V = 200$ км/с, $N = 10^{11}$, $R = 10$ кпк, получаем $\tau_r \sim 10^{17}$ лет. Время испарения частиц из системы τ_e по порядку величины равно $100 \tau_r$. Для населения диска $v \sim 40$ км/с и $\tau_r \sim 10^{16}$ лет. Взаимодействие звезд с облаками межзвездного газа может сократить это время на несколько порядков [20]. В современной Галактике структура звездного диска в значительной степени определяется именно этим относительно эффективным процессом. Однако в более поздние времена плотность газового компонента уменьшается, и роль облаков перестает быть столь важной. Предполагается, что общая структура звездного диска не претерпит существенных изменений как минимум в течение следующих $10^{13} - 10^{14}$ лет [21]. Затем тесные сближения звезд (точнее, их остатков) “разделят” систему на обширное гало и плотное внутреннее ядро, возможно содержащее сверхмассивную черную дыру.

Эти оценки получены для изолированной галактики. Однако Галактика как член Местной группы взаимодействует с другими членами группы. Пиблс [22], проанализировав орбиты членов Местной группы, пришел к выводу, что наша Галактика и Туманность Андромеды сближаются. При современном расстоянии между ними ~ 0.75 Мпк и лучевой скорости ~ 120 км/с галактики через 6 млрд лет сблизятся на 20–400 кпк. Даже если при первом сближении прямого столкновения и не произойдет, рано или поздно динамическое трение приблизит их друг к другу, а через $10^{11} - 10^{12}$ лет вся Местная группа сольется в одну гигантскую звездную систему. Впрочем, ее масса не будет существенно отличаться от массы Млечного Пути, поскольку наша Галактика и М31 доминируют в Местной группе.

Перейдем к описанию истории Галактики с ее ранней фазы ($\sim 10^8$ лет) до окончания “традиционной” звездной эволюции (~ 10 триллионов лет), пренебрегая ее взаимодействием с другими членами Местной группы.

2.2. От прошлого к настоящему

Галактика как обособленная звездная система является результатом динамической, тепловой и химической эволюции огромного горячего протогалактического облака. На такие облака фрагментировало вещество Вселенной на ранних стадиях ее эволюции. Первый этап истории Галактики — эпоха массового звездообразования, то есть период, в течение которого основная масса газа из протогалактического облака превратилась

в звезды. Обычно предполагается, что звездообразование в Галактике шло практически с неизменной скоростью, отличающейся от современного значения ($3 - 5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$) не более чем в несколько раз. Например, в типичной модели, построенной Парди и Феррини [23] по результатам исследования эволюции звезд в окрестностях Солнца, получено отношение современного темпа звездообразования к усредненному за все время жизни Галактики 0.2. Максимальная СЗО в этой модели достигается через 1 млрд лет после образования Галактики.

До недавнего времени казалось, что это предположение согласуется с наблюдательными данными. Однако небольшие значения максимальной скорости звездообразования в прошлом Вселенной вступили в противоречие с недавними наблюдениями галактик на больших красных смещениях z в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах. Согласно этим данным (см., напр., [24]) на $z > 5$ существует множество галактик с высокими скоростями звездообразования, превышающими $100 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Учитывая многочисленность подобных источников, авторы этих работ заключили, что они представляют собой обычные галактики на ранних стадиях эволюции, а не некие экзотические объекты.

Опираясь на данные наблюдений этих первых галактик, можно заключить, что все они прошли через краткую эпоху вспышки звездообразования, длительность которой не превышала 1 млрд лет. О краткости ее свидетельствует химический состав старых объектов Галактики. Повышенное содержание в них кислорода по отношению к железу обычно интерпретируется как свидетельство того, что их образование шло в более короткой шкале времени, чем время жизни предсверхновых типа Ia (основных производителей железа), т. е. менее $5 \cdot 10^8$ лет. Эта величина близка к времени свободного падения для протогалактического облака. Таким образом, можно выделить первое эволюционное время Галактики — порядка 1 млрд лет, — эпоху ее формирования и первичного звездообразования.

Дальнейшая глобальная эволюция Галактики вплоть до настоящего времени протекала, по-видимому, довольно спокойно, хотя в научной литературе можно встретить гипотезы о нескольких эпизодах вспышечной активности. Газ, т.е. материала, из которого рождаются звезды, становится все меньше, хотя часть его возвращается в межзвездное пространство в процессе потери массы звездами и при их взрывах, поэтому скорость звездообразования постепенно уменьшается.

3. Будущее Галактики

Будущее, мало отличающееся от настоящего, обеспечено Галактике еще “десять раз по столько”. По прошествии примерно 10^{11} лет эпоха “почти без перемен” заканчивается, и ход галактической эволюции меняется. Содержание газа, а следовательно, и скорость звездообразования, начинает быстро уменьшаться. Это связано с тем, что в финальной стадии эволюции входят звезды массой около $0.4 M_{\odot}$, большинство которых образовалось еще в раннюю эпоху. Именно такие и более массивные звезды являются основными поставщиками газа — материала, из которого образуются новые поколения звезд. Менее массивные звезды живут дольше, они продолжают светить, и поскольку их гораздо больше, чем массивных звезд, интегральная светимость Галактики “ничего не чувствует”. Такие

маломассивные звезды не способны пополнять межзвездную среду газом в сколь-нибудь заметных количествах, и с завершением эволюции наименее массивных звезд заканчивается звездная эпоха эволюции Галактики. Это происходит примерно через 10^{13} лет после ее образования.

В течение этой самой длительной стадии эволюции Галактика тускнеет, краснеет и только отдельные вспышки сверхновых и еще более редкие вспышки при столкновениях звезд в центральных областях Галактики как-то разнообразят картину умирания. Интересно, что химический состав межзвездного газа на этой стадии может быть весьма необычным: газ состоит в основном из железа, однако плотность такого газа в десятки тысяч раз меньше, чем наблюдается сейчас.

Итак, через 10 триллионов лет Галактика погрузится почти в полную темноту, и это будет уже не звездный остров, а кладбище холодных звездных остатков. А пока Галактика — одно из самых удивительных и красивых образований во Вселенной (как мы можем догадываться, разглядывая фотографии других подобных звездных систем).

Список литературы

1. *Trentham N.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1998. V.294. P.193.
2. *Firmani C., Tutukov A.V.* // *Astron. Astrophys.* 1992. V.264. P.37.
3. *Ferrini F., Matteucci F., Pardi Ch., Penco U.* // *Astrophys. J.* 1992. V.387. P.138.
4. *Ferrini F., Molla M., Pardi M.Ch., Diaz A.I.* // *Ibid.* 1994. V.427. P.745.
5. *Köppen J., Theis Ch., Hensler G.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V.296. P.99.
6. *Schmidt M.* // *Astrophys. J.* 1959. V.129. P.243.
7. *Salpeter E.E.* // *Ibid.* 1955. V.121. P.161.
8. *Renzini A., Voli M.* // *Astron. Astrophys.* 1981. V.94. P.175.
9. *Iben I., Tutukov. A.V.* // *Astrophys. J.* 1984. V.282. P.615.
10. *Matteucci F., Greggio L.* // *Astron. Astrophys.* 1986. V.154. P.279.
11. *Igumenschev I.V., Shustov B.M., Tutukov A.V.* // *Ibid.* 1990. V.234. P.396.
12. *Шустов Б.М., Вубе Д.З.* // *Астрон. журн.* 1995. Т.72. С.650.
13. *Вубе Д.З., Тумков А.Б., Шустов Б.М.* // Там же. 1998. Т.75. С.3.
14. *Anders E., Grevesse N.* // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1989. V.53. P.197.
15. *Chiappini C., Matteucci F., Gratton R.* // *Astrophys. J.* 1997. V.477. P.765.
16. *Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson B., Lambert D.L., Nissen P.E., Tomkin J.* // *Astron. Astrophys.* 1993. V.275. P.101.
17. *Rana N.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1991. V.29. P.129.
18. *Shustov B.M., Wiebe D.S., Tutukov A.V.* // *Astron. Astrophys.* 1997. V.317. P.397.
19. *Laughlin G., Bodenheimer P., Adams F.C.* // *Astrophys. J.* 1997. V.482. P.420.
20. *Spitzer L., Schwarzschild M.* // *Ibid.* 1953. V.114. P.385.
21. *Поляченко В.Л., Фридман А.М.* // *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем.* М:Наука, 1976.
22. *Peebles P.J.E.* // *Astrophys. J.* 1994. V.429. P.43.
23. *Pardi M.Ch., Ferrini F.* // *Ibid.* 1994. V.421. P.491.
24. *Blain A.W., Smail I., Ivison R.J., Kneib J.-P.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1999. V.302. P.632.

MAGNETIC FIELDS OF NEUTRON STARS: PULSARS, X-RAY SOURCES AND "MAGNETARS"

Estimations of magnetic fields of neutron stars, observed as radio and X-ray pulsars, are discussed. It is shown, that theoretical and observational values for different types of radiopulsars are in good correspondence. Magnetic fields of X-ray pulsars are estimated from the cyclotron line energy. In the case of Her X-1 this estimation exceeds considerably the value of its magnetic field obtained from long term observational data related to the beam structure evolution. Another interpretation of the cyclotron feature, based on the relativistic dipole radiation mechanism, could remove this discrepancy. Observational data about soft gamma repeaters and their interpretation as magnetars are critically analyzed.

МГД α -МОДЕЛЬ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

В работе исследуется геометрия крупномасштабного магнитного поля аккреционных дисков в рамках модели Шакуры-Сюняева [1]. Уравнение индукции

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{B}] + \eta_m \Delta \vec{B},$$

где \vec{B} — индукция магнитного поля, \vec{v} — скорость вещества в диске, η_m — магнитная вязкость, записывается в цилиндрической системе координат с учетом того, что скорость $\vec{v} = (v_r(r, z), v_\varphi(r, z), 0)$ имеет компоненты, зависящие от радиальной и вертикальной координат. Стационарные уравнения для компонент магнитного поля $\vec{B} = (B_r(r, z), B_\varphi(r, z), B_z(r, z))$ решаются в рамках формализма Шакуры-Сюняева. При этом пренебрегается магнитной диффузией в уравнениях для z - и r -компонент, а также адвекцией в уравнении для φ -компоненты в силу малости соответствующих членов.

В результате аналитических выкладок для компонент магнитного поля получены простые аналитические выражения, имеющие степенной вид. Согласно развитому формализму с помощью комплекса программ математических вычислений "Maple" производится расчет структуры замагниченного аккреционного диска молодой звезды типа Т Тельца. Полученные характеристики диска и его крупномасштабного магнитного поля сравниваются с наблюдениями.

Список литературы

1. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* // *Astron. and Astrophys.* 1973. V.24. P.337–355.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРАЩЕНИЯ РОДИТЕЛЬСКОГО ТЕЛА И АНИЗОТРОПИИ ВЫБРОСА НА СТРУКТУРУ МЕТЕОРНОГО ПОТОКА

В работе [1] был предложен метод моделирования образования и эволюции метеорных потоков, состоящих из большого количества ($> 10^6$) модельных орбит. Там же изложены результаты применения этого метода к потоку Геминид. Эволюция модельного потока изучена с учетом влияния гравитационных возмущений, светового давления, эффекта Пойнтинга–Робертсона.

Целью настоящей работы является изучение влияния на структуру активности Геминид еще двух факторов: анизотропии выброса частиц из ядра кометы по отношению к направлению на Солнце и вращения ядра кометы.

По литературным данным сделана оценка скорости вращения родительского тела, оценка раствора угла конуса выброса и выполнено моделирование.

В результате можно сделать следующие выводы:

1. Вращение родительского тела не вносит существенных изменений в структуру потока Геминид.
2. Распределение точек выброса по поверхности ядра является важным фактором, который следует учитывать. Наибольшее согласие с наблюдениями достигнуто при $\alpha = 90^\circ$, то есть при выбросе с солнечной полусферы ядра.

Список литературы

1. *Рябова Г.О.* Влияние вековых возмущений и эффекта Пойнтинга–Робертсона на структуру метеорного потока Геминид // *Астрон. вестник.* 1989. Т.23, №3. С.256–264.

КОЛЛАПС МАГНИТНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Двумерное моделирование коллапса магнитных вращающихся межзвездных облаков [1] показывает, что в процессе сжатия в облаках формируется протозвездное ядро, окруженное протяженной оболочкой. Характеристики ядер и их оболочек определяются в основном двумя параметрами: ϵ_m и ϵ_ω , которые являются отношениями магнитной и вращательной энергий к модулю гравитационной энергии облака соответственно. Так, в результате коллапса замагниченного межзвездного облака при малых значениях начального магнитного поля ($\epsilon_m \leq (1 - 2) \cdot 10^{-4}$) в окрестности ядра поле принимает квазирадialную геометрию. Магнитные поля промежуточных значений ($\epsilon_m \in [0.1, 0.5]$) приводят к заметному уплотнению облака на поздних стадиях сжатия. Поле в диске практически квазиоднородно. При больших значениях магнитного поля коллапс сильно замедляется и переходит в квазистационарное сжатие.

В настоящей работе проводится двумерное моделирование коллапса магнитных вращающихся межзвездных облаков для значения $\epsilon_m = 0.5$ и сетки значений ϵ_ω . Предварительные результаты расчетов показывают, что при $\epsilon_{\omega m} \ll 1$ образуется околупротозвездный диск, вращающийся практически однородно ($\epsilon_{\omega m} = \epsilon_\omega / \epsilon_m$). При $\epsilon_{\omega m} \gg 1$ возникает возможность образования быстро вращающихся кольцевых структур. В области промежуточных значений $\epsilon_{\omega m}$ возможно образование протозвезды с кеплеровским аккреционным диском. При этом в окрестности внутреннего края диска формируется область эффективной генерации тороидального магнитного поля, которое может быть ответственно за генерацию струйных течений у молодых звездных объектов нулевого класса возраста.

Список литературы

1. Дудоров А.Е., Жилкин А.Г. Двумерный численный код для моделирования осесимметричных самогравитирующих МГД-течений // Мат. моделирование. 1999. (В печати).

ОЦЕНКИ МАСС ОБЪЕКТОВ, СВЯЗАННЫХ С "ЛИНЕЙНЫМИ" МАЗЕРАМИ МЕТАНОЛА II КЛАССА

Интерферометрические наблюдения в мазерной линии метанола II класса на 6.7 ГГц [1] показали, что большинство объектов состоит из нескольких ярких пятен. В ряде объектов мазерные пятна расположены вдоль прямой линии как в пространстве, так и на диаграмме *скорость--координата*.

Это явление можно объяснить в предположении, что мазеры зарождаются в узком кольце, принадлежащем видимому с ребра околозвездному диску [1]. Модели накачки [2] говорят, что необходимые для появления мазеров условия возникают на поверхности такого диска.

Предположение о возникновении мазеров в кольце позволило авторам работ [1, 3, 4] провести нижние оценки массы для ряда объектов на основе соотношений, выведенных из закона всемирного тяготения.

В данной работе были проведены статистические исследования влияния количества мазерных пятен в объекте на оценку массы в предположении, что мазерные источники распределены по кольцу равновероятным образом. Построенная статистическая модель впервые позволяет при оценивании массы учесть влияние турбулентности среды, ошибок определения пространственного положения пятен и наклон диска. Показано, что в случае, когда число мазерных пятен в объекте превышает 5, оценки массы, имеющие значимую вероятность, ограничены сверху.

Нами были проведены оценки масс объектов, данные о которых приведены в работах [3, 4]. Кроме того, была построена функция масс для данной выборки молодых звездных объектов.

Показано, что предположение о равновероятном распределении мазерных источников по околозвездному кольцу не приводит к аномально большим или малым значениям оценки массы молодых звездных объектов, связанных с метанольными мазерами II класса. Объекты исследованной выборки массивные: 11 из 13 имеют массу более $5 M_{\odot}$.

Список литературы

1. Norris R.P., Byleveld S.E., Diamond P.J., Ellingsen S.P., et al. Methanol masers as tracers of circumstellar disks // *Astrophys. J.* 1998. V.508. P.275-285.
2. Sobolev A.M., Cragg D.M., Godfrey P.D. Pumping of class II methanol masers. II. The $5_1 - 6_0 A^+$ transition // *Astron. Astrophys.* V.324. P.211-220.
3. Walsh A.J., Burton M.G., Hyland A.R., Robinson G. Studies of ultracompact HII regions - II. High resolution radio continuum and methanol maser survey // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1998. V.301. P.640-698.
4. Phillips C.J., Norris R.P., Ellingsen S.P., McCulloch P.M. Methanol masers and their environment at high resolution // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1998. V.300. P.1131-1157.

НЕИНЕРЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА ДВОЙНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Рассматривается неинерциальная система отсчета, связанная с одной из звезд, движущейся по круговой орбите. При помощи аппарата общей теории относительности находятся основные характеристики этой системы, такие как метрический тензор, символы Кристоффеля. Выписываются уравнения Максвелла в векторной форме:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \vec{E} \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho, \quad \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi\vec{j} = \operatorname{rot} \vec{H}.$$

Для них находится связь между векторами (\vec{H}, \vec{E}) и (\vec{B}, \vec{D}) :

$$\vec{B} = \frac{1}{\alpha^2} \vec{H} - \vec{W} \times \vec{E} - \vec{W}(\vec{H}\vec{W}), \quad \vec{D} = \vec{E} + \vec{W} \times \vec{H} - \alpha^2 \vec{W}(\vec{E}\vec{W}).$$

В итоге определяется условие, накладываемое на поле внутри неподвижного проводника:

$$\vec{E} = -\frac{m}{e} \frac{\omega^2}{1 - \omega^2 R^2} \vec{R}.$$

Д.Н.Дубкова
Санкт-Петербургский государственный университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИВЫХ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ С УЧЕТОМ РАСПРОСТРАНЕННОСТЕЙ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОСМОСЕ

Последние исследования химического состава звезд различных спектральных классов показали, что солнечное содержание тяжелых элементов является аномально высоким. Это привело к смещению нуль-пункта отсчетов распространенности и дефицита элементов в межзвездной среде. В частности, космическая распространенность углерода считается в настоящее время равной $\approx 65\%$ от солнечной.

Современные наблюдения на наземных и внеатмосферных телескопах (в том числе на Hubble Space Telescope) позволяют достаточно надежно определять содержание элементов в газовой фазе. Получаемое же на основании этих данных содержание тяжелых элементов в твердой фазе приводит к кризису почти всех существующих моделей межзвездной пыли.

Предлагается рассмотреть модель новой композитной пылинки в виде многослойного шара, состоящего из астрономического силиката, аморфного углерода, льда и вакуума. Доля вакуума является параметром.

Сделаны первые шаги в объяснении межзвездного поглощения такой моделью, исследуются и обсуждаются ее оптические свойства.

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПОСТРОЕНИЕ КРИВОЙ БЛЕСКА ЗАТМЕННОЙ СМ ДРАКОНА

В Астрономической обсерватории УрГУ в 1996–1997 гг. проводились наблюдения звезды СМ Дракона (класс d4Me) по международной системе TEP (Search for Transits of Extrasolar Planets) [1]. Цель программы — поиск планет земного типа в этой системе фотометрическим методом, по изменению блеска СМ Dra при прохождении предполагаемых планет по диску звезды. В Коуровской обсерватории для наблюдений применялся двухзвездный электрофотометр, было получено около 4200 оценок блеска, общее время наблюдений составило 150 часов. В данной работе эти наблюдения были использованы для построения кривой блеска с целью дальнейшего ее решения и исследования этой системы. Из-за очень большого количества измерений необходимо было разработать методику автоматизированного построения кривой блеска. В данной работе такая программа была составлена на языке Turbo Pascal. Она позволяет вычислять эклиптические координаты звезд, поправки к юлианской дате для приведения их к Солнцу, по заданному времени и периоду переменной звезды определять фазу орбитального периода (все эти части программы являются универсальными для любых других звезд), а также сортировать наблюдательные данные по фазовым интервалам кривой блеска. С помощью этой программы были обработаны все наблюдения и построена кривая блеска СМ Dra. Оказалось, что она обладает интересной особенностью. А именно, блеск вне затмения изменяется синусоидально с амплитудой около 0.02^m с максимумом в орбитальной фазе 0.6. Аналогичные изменения наблюдались Lacy [2] в 1977 г., которые он интерпретировал как вызванные большим долгоживущим пятном (или пятнами), расположенным вблизи полюсов. Однако в 1977 г. максимум наблюдался вблизи фазы 0.28. Если эти изменения вызваны одним и тем же образованием на поверхности компонент двойной системы, то такое смещение по фазе может означать либо дрейф пятна по поверхности компонент, либо несинхронное вращение компонент.

Список литературы

1. Deeg H.J., Doyle R.L., Kozhevnikov V.P. et al. Near-Term detectability of Terrestrial Extrasolar Planets: TEP Network observations of CM Draconis // Astron. Astrophys. 1998.
2. Lacy C.H. Absolute Dimensions and Masses of the Remarkable Spotted dM4e Eclipsing Binary Flare Star CM Dra // Ibid. 1977.

ПЛАНЕТА ЗВЕЗДЫ HD 209458 И ЕЕ ВОЗМОЖНЫЕ СПУТНИКИ

Осенью 1999 г. впервые фотометрически наблюдалось прохождение внесолнечной планеты по диску центральной звезды (система HD 209458, спектр звезды — G0V, период обращения планеты $P = 3.52$ дня).

Для интерпретации фотометрических наблюдений подобных систем (а также обычных затменных переменных) составлена программа, позволяющая рассчитывать их кривые блеска в интегральном свете и в полосах U, B, V и R с учетом потемнения к краю диска звезды.

Параметры программы — радиус планеты и радиус (круговой) орбиты планеты в долях радиуса звезды, угол наклона орбиты к лучу зрения. Параметры системы HD 209458, определенные нами, практически совпали с найденными другими авторами.

Обсуждается возможность наличия спутников планет с малыми периодами обращения (порядка нескольких суток).

В.М.Малеев
Санкт-Петербургский государственный университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ РАДИОИСТОЧНИКА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ СОЛНЦА

При моделировании физических процессов, происходящих в активной области на Солнце, необходимо очень точно определить координаты соответствующего радиоисточника, в том числе и высоту источника над фотосферой.

В данном докладе рассматривается один из методов определения высоты источника над поверхностью Солнца.

Метод основан на использовании формулы:

$$r = R(\cos \Theta \sin l \cos P_0 - \sin \Theta \cos B_0 \sin P_0 + \cos \Theta \cos l \sin B_0 \sin P_0),$$

где r — расстояние от линии, проходящей через центр записи перпендикулярно скану (в радиусах Солнца), R — радиус сферы, на которой находится радиоисточник (т.е. $R = 1 + h$, где h — высота источника), Θ — гелиографическая широта источника, l — его долгота от центрального меридиана, P_0 — позиционный угол оси вращения Солнца, B_0 — гелиографическая широта центра диска.

Записывая данную формулу для каждого наблюдения, получаем систему условных уравнений. Система решается с помощью метода наименьших квадратов относительно R , что дает высоту источника $h = R - 1$.

ВЛИЯНИЕ ПЫЛЕВОГО ОКРУЖЕНИЯ НА НАКАЧКУ МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ II КЛАССА

Рассматривается вопрос о влиянии физических параметров и химического состава космической пыли на спектр излучения метанольных мазеров II класса в модели накачки, приведенной в [1]. В данной модели основная часть накачки реализуется через радиативные переходы, происходящие между вращательными уровнями различных крутильно-возбужденных состояний молекулы метанола. Длины волн этих переходов лежат в инфракрасной области спектра (10–100 мкм). В области мазерных источников основной вклад в инфракрасное излучение дает космическая пыль.

Оптические свойства космической пыли взяты из работ [2, 3]. При моделировании рассматривались пылевые частицы, состоящие из силикатов, графитов, а также сложные пылевые агрегаты с силикатным (оливиновым) ядром. Показано, что химический состав пыли и размер ее частиц сильно влияют на спектр излучения метанольных мазеров II класса. При отсутствии значительного количества графитовой пыли любого размера в зонах мазерных источников метанола II класса маловероятно. Анализ спектров мазеров, рассчитанных с использованием оптических констант для сложных пылевых агрегатов [3], показывает, что пылевые частицы в области мазеров, скорее всего, потеряли свои внешние оболочки. Основной компонентой пыли, скорее всего, являются силикатные частицы малых размеров (0.001–0.01 мкм).

Анализировались спектры метанольных мазеров II класса в зависимости от физических условий в их пылевом окружении. В качестве основных параметров принимались оптическая толщина пыли, фактор дилуции излучения пыли и температура пыли. Расчеты показывают, что соотношения интенсивностей линий сложным образом зависят от указанных величин. При этом излучение пыли обеспечивает эффективную накачку мощных переходов на 6 и 12 ГГц в широком диапазоне оптических толщин пыли на частоте 10^{13} Гц ($\tau_{13} = 0.001 - 2$), факторов дилуции излучения пыли ($W_d = 0.001 - 0.5$) и температур пыли ($T_d = 75 - 250$ К).

Список литературы

1. Sobolev A.M., Deguchi S. Pumping of Class II methanol masers. I. The $2_{-1} - 3_0$ E transition // *Astron. Astrophys.* 1994. V.291. P.569–576.
2. Draine B.T., Lee H.M. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains // *Astrophys. J.* 1984. V.285. P.89–108.
3. Ossenkopf V., Henning Th. Dust opacities for protostellar cores // *Astron. Astrophys.* 1994. V.291. P.943–959.

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ ДВОЙНЫХ ПУЛЬСАРОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ ЭФФЕКТА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

В последнее время двойные пульсары привлекают большое внимание как объекты, дающие возможность проверять различные гравитационные теории. Однако, помимо эффектов теории гравитации, значительное влияние на динамику двойных пульсаров могут оказывать дополнительные факторы. Основной вклад вносит, как правило, регулярное гравитационное поле Галактики.

В настоящей работе изучается вклад гравитационного галактического эффекта в изменение орбитальных периодов \dot{P}/P пяти двойных пульсаров. Исследуется влияние ошибок исходных параметров задачи и выбора модели кривой вращения Галактики на изменение орбитальных периодов этих пульсаров.

Получены следующие результаты:

- для всех пяти систем величина \dot{P}/P , предсказываемая ОТО, с учетом галактического эффекта согласуется с наблюдаемой в пределах ошибок;
- для трех из пяти пульсаров влияние релятивистского эффекта крайне мало по сравнению с галактическим;
- из всех параметров задачи наиболее существенное влияние на ошибку \dot{P}/P оказывает ошибка определения расстояния до пульсара; влияние ошибок остальных параметров меньше ошибки наблюдений;
- выбор кривой вращения Галактики для рассмотренных пульсаров оказался несущественным, поскольку все они находятся на галактоцентрических расстояниях, близких к солнечному, а в этой области все кривые вращения дают сходные результаты.

ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

Одной из главных характеристик солнечного пятна является магнитное поле. Медленное (в течение суток) изменение напряженности H магнитного поля пятен изучено уже достаточно хорошо. Но по многочисленным исследованиям сейчас уже установлено, что существуют быстрые изменения магнитного поля в течение нескольких часов и даже минут. Причины этих быстрых колебаний до сих пор не объяснены уверенно, хотя и выдвигались те или иные предположения о связи колебаний H с процессами солнечной активности. Нет уверенности также в том, происходит ли этот процесс в отдельной активной области или одновременно проявляется каким-то образом и в других областях. Для ответов на эти вопросы не обойтись без дальнейших наблюдений магнитного поля в различных пятнах.

По спектральным наблюдениям почти правильного солнечного пятна с диаметром $21''$ в течение шести часов 6 августа 1999 г. изучено изменение напряженности магнитного поля. Напряженность определялась по пяти линиям (6302, 6173, 6157, 6219, 6254 Å) стандартным методом на основе эффекта Зеемана. Ошибка измерения составила 50–100 Э.

За время наблюдений отмечено монотонное возрастание напряженности H , но характер изменения, определенный по разным линиям, неодинаков. По линиям FeI 6173,3 Å и FeI 6302,5 Å напряженность увеличилась примерно на 1000 Э, в то время как по другим линиям на 500 Э. Принимая во внимание шкалу высот образования спектральных линий Маттига [1], отметим, что в более глубоких слоях напряженность меньше и ее возрастание идет интенсивнее, в то время как в более высоких слоях напряженность выше и изменения происходят слабее. За время наблюдения отмечен один всплеск напряженности, происшедший в $9^h 23^m$ UT, когда напряженность увеличилась на 1000 Э за 82 мин., а затем уменьшилась почти до прежнего уровня. Никакой связи этого всплеска с другими проявлениями солнечной активности не обнаружено.

Список литературы

1. *Mattig W.* The geometrical height-scale and the pressure equilibrium in the sunspot umbra // *Solar Physics*. 1969. V.8. P.291–309.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛАПСА И ФРАГМЕНТАЦИИ МЕЖЗВЕЗДНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

В работе исследуется процесс изотермического коллапса и фрагментации межзвездных молекулярных облаков на примере моделей вытянутого эллипсоида и сферы. Для моделирования данных процессов используется метод гидродинамики сглаженных частиц. В обоих случаях для моделей вытянутого эллипсоида с соотношением осей 2:1 и сферы используются следующие начальные данные: масса $M = 10^4 M_{\odot}$, температура $T_0 = 100$ К. Для моделирования фрагментации, задавалось начальное 10%-ное возмущение плотности в виде азимутальной волны (моды $m = 3$ и 20). Численные расчеты показывают, что коллапс как эллипсоида, так и сферы с заданным начальным возмущением плотности неустойчив к фрагментации на изотермической стадии сжатия. Ко времени $t = 1.21 t_{ff}$ (времени свободного спадания облака) число и форма фрагментов стабилизируются. Средняя масса выделившихся фрагментов $M_f = 10 M_{\odot}$. Процесс фрагментации прекращается, когда плотность газа становится непрозрачным и испытывает в дальнейшем лишь сжатие. Полученные массы фрагментов примерно совпадают с массами протозвездных облаков.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЩЕЙ ЗАДАЧИ N ТЕЛ В СИСТЕМЕ КОМПЬЮТЕРНОЙ АЛГЕБРЫ MATHEMATICA

При численном решении задач долгосрочного прогнозирования движения небесных тел главной проблемой является сохранение точности получаемых результатов. Поскольку важную роль в этом играет длина разрядной сетки, необходимо иметь программный аппарат, позволяющий использовать при вычислениях разрядную сетку произвольной длины. Таким аппаратом может быть система символьных вычислений *Mathematica* [1]. Особенностью этой системы является возможность операций над числами произвольной точности и разрядности. Для предварительной оценки возможностей системы *Mathematica* было проведено численное моделирование 2 задач: невозмущенной задачи 2 тел и планетной задачи 9 тел.

Оценки быстродействия при интегрировании на разрядной сетке различной длины в системе *Mathematica* по сравнению с интегрированием на языке *Pascal* приведены в таблице. Вычисления проводились на ПК *Pentium* 166 МГц с размером оперативной памяти 64 Мб.

Характеристики быстродействия алгоритмов

Язык программирования	Длина разрядной сетки	Быстродействие	
		N=2	N=9
Pascal	19	0.1 сек	7 сек
Mathematica	20	157 сек	4296 сек
	26	322 сек	–

Начальные координаты и скорости тел были взяты из фонда больших планет DE200/LE200. Интервал времени, на котором проводилось численное интегрирование составляет 365.25 суток.

Оценки точности, полученные в рамках задачи 2 тел показывают, что соответствующим подбором длины разрядной сетки и порядка метода интегрирования можно получать сколь угодно высокие точности. Это, несмотря на низкое быстродействие, открывает новые возможности для решения задач численного моделирования.

Список литературы

1. Дьяконов В.П. Системы символьных вычислений *Mathematica 2* и *Mathematica 3*. М.: СК Пресс, 1998.

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДЫ УСТАНОВЛЕНИЯ АДМИНИСТРАТИВНЫХ ГРАНИЦ СУБЪЕКТОВ РФ

Определение (делимитация) и обозначение на местности (демаркация) границ субъектов РФ является актуальным во взаимоотношениях между субъектами РФ, как с политической, так и с экономической точки зрения. Экономическое развитие регионов различно ввиду сложившихся нормативно-правовых баз, регулирующих экономические взаимоотношения в регионах. Поэтому принадлежность определенного землепользования тому или иному субъекту РФ определяет экономическое развитие.

В соответствии с федеральной программой ведения государственного кадастрового учета административных границ субъектов РФ, работы по восстановлению границы Республики Татарстан были поручены Госкомземом РТ ГУП "Земкадастрцентр". Решение этой задачи осуществлялось с использованием современных ГИС и спутниковых методов. Установлена целесообразность использования при этом спутниковых средств позиционирования, в несколько раз повышающих эффективность выполнения работ по сравнению с применением традиционных геодезических методов. В частности:

- возрастает точность определения координат пунктов,
- координаты пунктов определяются с одинаковой точностью,
- временные затраты на определение координат точек меньше, чем при наземной съемке,
- выполнение измерений возможно в любых погодных условиях и в любое время суток.

Нами разработана технология работ по восстановлению административной границы РТ. С помощью ГИС "Панорама" проведена оцифровка планшетов масштаба 1:10000 Уральского филиала ВИСХАГИ и построен каталог координат границы РТ. По полученным материалам были составлены рабочие проскты на каждый приграничный район РТ, содержащие координаты узловых точек (места выхода границ районов и сельхозпредприятий на административную границу РТ), подлежащих восстановлению. Полевые работы заключались в определении местоположений узловых точек на местности с помощью GPS-систем. Перед непосредственной установкой пограничных межевых знаков проводилось согласование местонахождения узловых точек с представителями смежных районов соседних субъектов РФ.

По результатам полевых измерений и по данным ГИС "Панорама" было построено графическое изображение границы РТ в AutoCAD. По этому изображению была уточнена протяженность границы РТ и вычислена площадь республики с учетом поправок за искажение в картографической проекции Гаусса-Крюгера.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\log g$ У ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА МЕТОДОМ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ

Точность определения содержаний химических элементов зависит от точности определения фундаментальных параметров: эффективной температуры, светимости, связанной с поверхностным ускорением силы тяжести $\log g$, микротурбулентной скорости. Целью данной работы является определение $\log g$. Наиболее точным является прямой метод, основанный на наблюдениях двойных звезд, с использованием масс и радиусов компонент. Метод тригонометрических параллаксов применим к ближайшим звездам ($d < 200$ пк). Для далеких звезд наиболее распространенным является метод ионизационного равновесия. В нем используются линии одного и того же элемента в соседних стадиях ионизации. Эквивалентная ширина линии атома в доминирующей стадии ионизации зависит в основном от $\log g$, а линии в неосновной стадии ионизации — от эффективной температуры. Поэтому отношение эквивалентных ширин линий будет слабо зависеть от содержания, и в небольшом диапазоне эффективных температур будет в основном зависеть от $\log g$.

В данной работе были определены $\log g$ для 33 звезд солнечного типа методом ионизационного равновесия. Было использовано 4 линии железа FeI и 4 линии FeII. Так как результаты зависят от атомных параметров линий: силы осцилляторов и постоянной затухания, то был проведен анализ профилей линий в спектре Солнца и получены эмпирические поправки к $\log g$ и постоянным Ван-дер-Ваальсовского затухания. Для половины линий силы осцилляторов были исправлены, наибольшая поправка составляет 0.69.

Полученные результаты были сравнены с результатами, определенными на основе тригонометрических параллаксов, полученных спутником HIPPARCOS. Проанализирована разность этих величин в зависимости от эффективной температуры, металличности и от $\log g$, полученным из данных спутника HIPPARCOS.

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ БАРОВ В НЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Данные наблюдений допускают предположение о значительном отклонении в распределении вещества от осесимметричного у балджей заметно-го числа плоских галактик. Численное моделирование звездных самогравитирующих дисков с учетом несимметричного гравитационного потенциала, обусловленного балджем, показывает возможность образования в таких системах центральных несимметричных структур типа баров, которые похожи на наблюдаемые образования "bar/bulge".

В данной работе в рамках численного решения задачи N -тел рассматривается вопрос о механизме образования бароподобных структур в диске при наличии несимметричной составляющей у внешнего потенциала. Для этой цели рассмотрена динамика $N = 10^3 - 10^5$ частиц в заданном несимметричном потенциале. Частицы между собой гравитационно не взаимодействуют. Модель включает достаточно массивную неплоскую подсистему (балдж+гало), что обеспечивает выполнение условия $(2 - 3)\sigma_T < c_r \ll V_{rot}$ (c_r — дисперсия радиальных скоростей, $\sigma_T = 3.36 G\sigma/\kappa$, V_{rot} — круговая скорость вращения). В результате такой диск оказывается гравитационно устойчивым, как относительно мелкомасштабных возмущений, так и относительно глобальной бар-моды Острайкера-Пиблса (1973).

Построенная несамогравитирующая модель сравнивается с результатами моделирования самогравитирующего диска. Обнаружено принципиальное различие между моделями. В самогравитирующем диске формирование центральной бароподобной структуры происходит даже при слабой неосесимметричности балджа и полученное образование оказывается квазистационарным на протяжении многих периодов обращения диска. В несамогравитирующем диске за 1–2 периода также формируется бар, но в дальнейшем он достаточно быстро разрушается. Причем при прочих равных условиях в несамогравитирующей системе бар оказывается менее мощным по сравнению со случаем, учитывающим самогравитацию.

Таким образом, в основе механизма, обеспечивающего существование центральной бароподобной структуры при наличии внешнего несимметричного воздействия, лежит гравитационная неустойчивость в самом звездном диске. Несимметричность потенциала выступает своего рода "пусковым крючком" для формирования бара.

А.В.Багров, Л.В.Миляева
Институт астрономии РАН

МЕТЕОРНАЯ АСТРОНОМИЯ XXI ВЕКА

Метеорная астрономия пренбывает накануне мощного роста интереса к ней. Первые интерес к изучению метеоров возник всего два столетия назад — после осознания связи метеорных явлений с мелкими элементами межпланетной материи, мигрирующими через околоземное пространство. Вследствие слабости наблюдательной техники в XIX веке исследования метеоров практически не велись. В XX веке, благодаря фотографическим методам регистрации, были изучены спектры метеоров и определен химический состав порождающих их тел; массовые визуальные и радиолокационные наблюдения позволили выявить и определить орбиты двух с половиной сотен метеорных потоков.

В конце XX в. появились высокочувствительные оптоэлектронные светоприемники и ЭВМ, позволившие проводить наблюдения скоротечных метеорных явлений с эффективностью, недоступной фотографическим средствам, и автоматизировать весь трудоемкий процесс получения наблюдательных данных от обнаружения случайного явления до математической обработки результатов измерений. Благодаря невысокой стоимости современной электроники такая наблюдательная техника в ближайшее время станет общедоступной как для профессионалов, так и для любителей астрономии. Новые наблюдательные возможности будут использованы для изучения вещества Солнечной системы, очень слабо изученного именно из-за недостатка наблюдательных данных. Повышение чувствительности аппаратуры по сравнению с фотографическими камерами, массовость наблюдений и проведение их в течение всего года в сотни раз увеличит объем наблюдательных данных о состоянии и эволюции Солнечной системы, что очень существенно для развития космогонических представлений. Но не менее важным, на наш взгляд, станет значение метеорной астрономии для изучения межзвездной пыли. До сих пор астрономия не имела возможностей исследовать эту форму материи иначе, как косвенными методами. В то же время космические пылинки, пролетая сквозь нашу планетную систему, временами сгорают в атмосфере Земли как обычные метеоры. Они надежно могут быть отселектированы от межпланетных пылинок, поскольку их скорости превышают гиперболическую, и часто существенно. Радиолокационные наблюдения уже выявили свыше полутора сотен метеоров со скоростями более 100 км/с, так что для новых открытий в области межзвездной среды появляются новые и пока совершенно нетронутые возможности.

ТЕПЛОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ОБЪЕКТА ТОРНА–ЖИТКОВОЙ

В работе исследуется возможность существования звезд, ядром которых служит нейтронная звезда. Впервые модели такого рода объектов были рассчитаны Торном и Житковой [1], однако построенная ими модель не была вполне самосогласованной, что вызвало сомнения в ее устойчивости. Высказывалось предположение, что аккреция вещества оболочки приведет к прогреву нейтронного ядра, звезды и резкого увеличения его нейтринной светимости. Из расчетов Зельдовича, Ивановой и Надежина [2] следовало, что в этом случае из-за соответствующего возрастания темпа аккреции вся звезда превратится в черную дыру за время порядка 100 лет. Поскольку современные сценарии эволюции тесных двойных систем не исключают возможность образования звезд с нейтронным ядром, вопрос о тепловой устойчивости объектов Торна–Житковой является весьма актуальным.

Выполненные расчеты показали, что вследствие высокой теплопроводности вырожденного электронного и нейтронного газа температура в ядре не достигает величины, при которой наступает тепловая неустойчивость. И даже если нейтронное ядро имеет вначале достаточно высокую температуру, то вследствие нейтринных потерь оно быстро остывает, практически не меняя при этом структуру оболочки. Из расчетов следует, что время жизни звезд с нейтронным ядром составляет миллионы лет, поэтому имеет смысл приступить к поиску этих объектов.

Список литературы

1. *Thorne K., Zytkov F.* // *Astropys. J.* 1977. V.212. P.832.
2. *Зельдович, Иванова, Надежин* // *Астрон. журн.* 1972. Т.49. С.253.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСЗ НА ЗВЕНИГОРОДСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

Звенигородская обсерватория Института астрономии РАН была создана как экспериментальная станция для наблюдений ИСЗ. Основное направление работ — позиционные наблюдения, обработка наблюдений и исследования орбит ИСЗ по научным и прикладным проблемам. В обсерватории создана служба контроля геостационарной орбиты, которая успешно функционирует в течение 25 лет. Автономно проводится обнаружение высокоорбитальных ИСЗ в обзорном режиме, идентификация и каталогизация наблюдаемых объектов, определение и улучшение элементов орбит. К примеру, за два сеанса (четыре ночи) наблюдений при помощи камеры ВАУ в феврале и марте 1999 г. было обнаружено 188 различных ГСС и определены их 1322 положения. Для этого было получено 186 снимков, т.е. при обзорах были просмотрены области неба в 27900 кв. градусов. К сожалению, выполнение таких работ с каждым годом становится труднее и труднее, как по объективным, так и по субъективным причинам. Основными причинами являются все увеличивающаяся яркость фона неба и трудности с фотоматериалами.

В докладе обсуждается вариант модернизации камеры ВАУ, который, по мнению автора, является осуществимой при нынешних условиях. Предлагается использовать при наблюдениях телескопы-гиды ВАУ (после их замены) с телевизионными приемниками вместо основной фотографической камеры с 107-см зеркалом. На камере ВАУ имеются три штатных телескопа-гиды с 20-см объективом, которые мало подходят для наблюдений ГСС. Имеется техническая возможность замены одного или даже двух гидов на другие с входным отверстием от 30 см до 50 см. В качестве приемника излучения предлагается использовать серийно изготавливаемые ПЗС-приемники для охранных систем, информация с которыхводится в вычислительную машину. Основные достоинства предложения:

— модернизация осуществляется практически без перерыва в выполнении плановых фотографических наблюдений, т.к. основное зеркало и опорно-поворотные устройства ВАУ не подвергаются никаким изменениям;

— легкость последующей модернизации: без больших капитальных вложений можно будет менять телескоп, приемник излучения, не говоря уже о вычислительной машине и программном обеспечении.

СОДЕРЖАНИЕ ЖЕЛЕЗА У СОЛНЦА, ВЕГИ, АРКТУРА И ПРОЦИОНА

Большинство оценок содержания железа для Солнца и звезд выполнены в предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Это может привести к заниженным значениям обилия. Мы предприняли попытку определения содержания железа при отказе от ЛТР для важных в астрофизическом плане объектов — Солнца, Арктура, Веги и Проциона. При этом использовались интенсивности линии нейтрального железа.

Для всех исследованных (кроме Веги) объектов мы определяли эквивалентные ширины используя оцифрованные спектры высокого разрешения и собственную программу обработки спектров PROFIL. Указанная программа эффективно очищает профили выбранных линий от бленда и рассчитывает интегральные интенсивности. Теоретические спектры рассчитаны не-ЛТР-методом по программе MULTI [1]. В качестве моделей атмосфер использованы теоретические модели Куруца [2] со стандартными для избранных звезд и Солнца значениями эффективной температуры и ускорения свободного падения.

Не-ЛТР-метод исследования предполагает использование точной модели изучаемого атома. Модель атома железа построена нами с помощью последних атомарных данных. Подробное описание и тестовые расчеты приведены в работе [3]. Модель включает 39 уровней линий нейтрального железа и один уровень FeI. Рассматривались все механизмы заселения и опустошения уровней в исследуемом атоме. Кроме соударений с электронами рассмотрены также ударное возбуждение и девозбуждение нейтральным водородом.

Показано, что наиболее важным процессом, определяющим населенности уровней, является фотоионизация. Этот процесс приводит к повышенной степени ионизации нейтрального железа относительно ЛТР-величины. В свою очередь это приводит к заниженным оценкам ЛТР-обилий относительно не-ЛТР-определений по линиям нейтрального железа. Соударения с нейтральным водородом также имеют существенное влияние. Эти соударения учитывались по весьма неточным и завышенным оценкам из работы [4]. Соударения с нейтральным водородом приводят к уменьшению влияния не-ЛТР-эффектов. Поправка, связанная с этими соударениями, к обилию железа составила для Солнца 0,05-0,07 dex.

Предварительные оценки содержания железа на Солнце склоняют нас к метеоритному значению (7,50). Оценки обилий для других звезд находятся в процессе подготовки.

Список литературы

1. Carlsson M. // Uppsala Astron. Obs. Special Report. 1986. N33.
2. Kurucz R. // 1993. CD-ROMs. N.13.
3. Баязитов У.Ш. // Вест. Баш. гос. ун-та. 1999. N.1. С.29.
4. Drawin H.-W. // Zeitschrift fur Phys. 1968. V.211. P.404.

ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ В ЛИНИЯХ ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ H И K CaII, ИЗМЕРЕННЫЕ ВО ФРАГМЕНТАХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ С БОЛЬШИМИ ЛУЧЕВЫМИ СКОРОСТЯМИ

Определенные классы протуберанцев (быстродвижущиеся всплывающе-активные и эруптивные) позволяют спектрофотометрически обнаруживать их тонковолокнистую структуру (ТВС) из анализа структурных особенностей спектральных линий. Это связано с тем, что при взрывах протуберанцев при одинаковом начальном импульсе элементы ТВС вследствие различия масс могут приобретать разные скорости, которые легко разделяются фотометрически по их доплеровскому смещению.

Исследуется эруптивный протуберанец, который наблюдался в АО УрГУ 24.08.81 г. на восточном лимбе Солнца над группой пятен N393.

Из анализа формы контуров линий ионизованного кальция видно, что структура эмиссии не является однородной, а состоит из отдельных компонентов. Об этом свидетельствует многовершинность, асимметричность и большая ширина спектральных линий. Дисперсия скоростей компонентов заключена в пределах $(-160 - +70) \pm 2.1$ км/с. В данной работе линии H и K CaII представлены в виде суммы компонентов с различными центральными интенсивностями, полуширинами и различными лучевыми скоростями. Оптические толщины в линиях ионизованного кальция определены двумя способами: из анализа формы контура и по отношению центральных интенсивностей линий H и K CaII. Из разложения контуров на составляющие видно, что линии H CaII в элементах ТВС обладают не большими оптическими толщинами, $0.02 < t < 3$, что существенно меньше соответствующих значений, получаемых без учета ТВС.

ПОТЕРЯ ВЕЩЕСТВА В КОНТАКТНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Из 100 систем каталога [1] 38 имеют изменяющиеся периоды. Расчет темпа потери вещества компонентами КР-систем был проведен на основании надежных наблюдательных данных 16 систем с уменьшающимися периодами и 13 систем с увеличивающимися периодами [1]. Оказалось, что наиболее характерными значениями темпа потери вещества для этих систем являются $10^{-9} - 10^{-6} M_{\odot}$ в год. Для расчета вкладов обменных процессов и магнитного звездного ветра (МЗВ) (при $M_{1,2} < 1.5 M_{\odot}$ таких систем в каталоге [1] 62) в изменение большой полуоси орбиты A использовались соотношения из [2]. Согласно расчетам для систем с $\dot{P} < 0$:

$$0,01 \left(\frac{dA}{dt} \right)_{\text{обмен}} \leq \left(\frac{dA}{dt} \right)_{\text{МЗВ}} \leq 0,1 \left(\frac{dA}{dt} \right)_{\text{обмен}}$$

Для КР-систем с $\dot{P} > 0$ МЗВ является фактором, противодействующим увеличению большой полуоси орбиты за счет потери вещества спутником. Получены соотношения темпа потери вещества и отношения масс компонентов q : для систем с $\dot{P} < 0$: $\dot{M} = 10^{-7} \cdot e^{1.8399q}$ ($R^2 = 0.0292$ — достоверность аппроксимации); для систем с $\dot{P} > 0$: $\dot{M} = 4 \cdot 10^{-8} \cdot e^{1.8724q}$ ($R^2 = 0.1426$).

Таким образом, темп потери вещества при одном и том же значении q у систем с $\dot{P} < 0$ примерно на порядок больше, чем у систем с $\dot{P} > 0$. Вероятно, в этом случае перенос масс инициирован не только эволюционным расширением звезды при заполнении полости Роша, но и сжатием большой полуоси в результате потери углового орбитального момента вследствие влияния МЗВ [3].

Список литературы

1. Бондаренко И.И., Перевозкина Е.Л. Контактные двойные звезды ранних спектральных классов. Екатеринбург: УрГПУ, 1997.
2. Федорова А.В., Тутуков А.В. // Астрон. журн. 1994. Т.71, N3. С.431.
3. Узбик Р.Ф. Взаимодействующие двойные звезды. М.: Физматлит, 1993. С. 40.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГРАФИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИЗ КОСМОСА В РАСТРОВОМ ВИДЕ

С наступлением космической эры началось развитие методов изучения Земли из космоса, названных "дистанционными методами зондирования". Среди них фотографирование поверхности Земли, многозональная, спектрзональная, инфракрасная и радиолокационная съемка, импульсное подпочвенное радиозондирование, СВЧ-радиометрия и т.д. В настоящее время эти методы широко применяются при исследовании планет Солнечной системы.

Наиболее целесообразным представляется использование оптико-электронных систем различного типа, удовлетворяющих следующим условиям: оперативность считывания и передачи информации, высокое разрешение, простота ее получения. Лучше всего этим требованиям удовлетворяют приборы, позволяющие получить цифровое изображение в растровом формате. Под растровым понимают изображение, состоящее из большого числа пространственно-упорядоченных элементов, которые при одинаковых размерах могут иметь разные оптические характеристики (цвет, плотность и т.д.).

В работе особое внимание уделено одному из методов получения растрового изображения (сканерный метод), а также выявлению преимуществ представления графической информации в растровом виде при дистанционном зондировании планет Солнечной системы.

К ДВУХСОТЛЕТИЮ ОТКРЫТИЯ ПЕРВОЙ МАЛОЙ ПЛАНЕТЫ

В первую ночь нового тысячелетия человечество будет отмечать двухсотлетие открытия первой малой планеты — Цереры. Сейчас в Главном поясе астероидов — между Марсом и Юпитером — насчитывается более 12 тыс. нумерованных малых планет с хорошо известными орбитами и около 50 тыс. нenumерованных, орбиты которых известны несколько хуже. Среди них есть объекты, опасно сближающиеся с Землей и представляющие потенциальную угрозу нашей цивилизации. За астероидами, сближающимися с Землей, постоянно наблюдают специально организованные службы при обсерваториях разных стран, использующих современные ПЗС-приемники излучения и большие телескопы. В начале осени 1992 г. на Гавайях с помощью 2.2 м телескопа был открыт первый транснептуновый астероид 1992 QB₁. Теперь в поясе Койпера, как называли это средоточие слабых астероидов на орбитах с полуосьми $\gg 30$ а.е., насчитывается почти 200 таких малых планет, имеющих суточную угловую скорость перемещения среди звезд порядка $50 - 80''$. Таким образом, число открываемых новых астероидов постоянно растет, как растет и число профессиональных и особенно любительских обсерваторий, оборудованных надежной и оперативной техникой астрономических наблюдений.

В докладе рассматривается комплекс проблем, связанных с ростом числа открываемых астероидов и выходом на астрономическую стезю массы астрономов-любителей, наблюдения которых почти профессиональны и заполняют банк данных Международного центра малых планет в США. Подчеркивается необходимость контроля качества таких наблюдений, умения отождествлять наблюдаемые объекты с уже известными, важность надежного матобеспечения для редукции получаемых ПЗС-кадров, для определения орбит и вычисления эфемерид на ближайшее время. Что касается вопросов контроля космического пространства, то переход на ПЗС-наблюдения ИСЗ и фрагментов космического мусора неизменно влечет и изменение методики слежения и обработки результатов наблюдений. В решении этих проблем могут помочь исследования и разработки, выполненные в Пулковской обсерватории. Примеры их использования будут приведены в докладе.

Работа выполнена при поддержке гранта программы "Астрономия", раздел 1.8.4.1.

ПРИКЛАДНАЯ ПРОГРАММНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ

В данной работе описываются возможности программной системы, разработанной с целью изучения движения астероидов. Программная система позволяет проводить высокоточное прогнозирование движения малых планет Солнечной системы. В настоящее время построена версия программной системы, которая обеспечивает решение следующих задач:

- численное интегрирование дифференциальных уравнений движения методом Эверхарта;

- выявление сближений исследуемого астероида с большими планетами;

- выявление резонансов, определяемых соизмеримостью средних движений исследуемого астероида n_1 и большой планеты n_2 , из условия

- $|k_1 n_1 - k_2 n_2| < \alpha$, где k_1, k_2 — целые числа;

- вывод на экран текущего положения астероида и больших планет в выбранной пользователем системе координат, а также сообщений о сближениях и резонансах.

Реализована возможность выбора различных форм дифференциальных уравнений движения:

- уравнения движения в прямоугольных координатах с независимой переменной — временем t ;

- уравнения движения также в прямоугольных координатах, но с независимой переменной — аргументом широты u ;

- уравнения, полученные введением регуляризирующего временного преобразования, с независимой переменной — фиктивным временем s .

В модель сил включено влияние больших планет и Луны, координаты которых на заданный момент времени определяются из фундаментальных планетных и лунных эфемерид DE200/LE200 [1].

Для создания Windows-приложения выбрана среда визуального проектирования Delphi, предоставляющая средства для создания подобных систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ — грант N98-02-16491.

Список литературы

1. Standish E.M. The JPL planetary ephemerides // Celest. Mech. 1982. Vol.26, N2. P.181–186.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

На АО УрГУ создан и постоянно пополняется каталог рассеянных звездных скоплений (РЗС), который к настоящему времени содержит данные о расстояниях, избытках цвета, возрастах 425 РЗС. Данные этого каталога были использованы нами для анализа пространственного распределения РЗС в окрестностях Солнца.

Была определена плоскость симметрии РЗС, положение которой оказалось незначимо отличным от положения галактической. Угловые коэффициенты b_1 и b_2 равны соответственно 0,002 и 0,007 и не превышают средних квадратических отклонений. Свободный член b_0 , равный примерно 10 пк, подтверждает известный факт, что Солнце расположено на 10–20 пк выше галактической плоскости.

В случае РЗС (плоская составляющая) оказалось более удобным работать не с расстояниями r , а с их проекциями r_0 на галактическую плоскость. Был построен график зависимости числа скоплений от r_0 и на основе этой зависимости были отобраны РЗС с $r_0 < 1,5$ кпк.

Методом редукции к нулевому расстоянию были определены поверхностная плотность ($D_{0,s}$), а также пространственная плотность D_0 РЗС в окрестностях Солнца. $D_{0,s} = 0,00006$, $D_0 = 0,00000035$ на квадратный и кубический парсек соответственно.

Оценка поверхностной плотности дала возможность оценить число РЗС в области Галактики от балджа ($R = 5$ кпк) до внешних границ плоской подсистемы ($R = 15$ кпк), которое оказалось порядка 35000 и весьма близко к значению, полученному К.А. Бархатовой (33000).

При определении параметра β , характеризующего концентрацию РЗС к плоскости Галактики, был использован нетрадиционный метод оценки β через дисперсию σ_z^2 , не требующий построения гистограммы и последующей ее аппроксимации, поскольку для распределения Лапласа $\beta = \sqrt{\sigma_z^2/2}$. Параметр β оказался примерно равным 72 пк, что по порядку величины неплохо согласуется с результатами ранних исследований.

По данным П.П.Паренаго, D_0 должна убывать с расстоянием R от центра Галактики. Для проверки этого предположения для РЗС были вычислены галактоцентрические расстояния (R) и построен график зависимости $z = z(R)$. Оказалось, что в рассматриваемом объеме пространства зависимость вряд ли присутствует. Тем не менее, выборка была разбита на группы по R с интервалом 500 пк и были вычислены σ_z^2 для каждого интервала. Применение критерия Фишера показало в основном незначимость различий σ_z^2 . Значимость имеет место только для крайних интервалов, что легко объясняется влиянием эффектов селекции.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД В ПЛОТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Подобно тому как профили спектральных линий позволяют судить о структуре поля скоростей в астрофизических объектах, поляризация собственного и поглощенного излучения несет в себе информацию о структуре магнитного поля в них. В данной работе рассматривается линейная поляризация излучения звезд фона, прошедшего сквозь плотные молекулярные облака, несферическими пылинками, ориентированными магнитным полем.

Логично предположить, что чем плотнее облако, то есть чем больше в нем пыли, тем сильнее будет поляризован проходящий свет. Однако на практике оказывается, что с увеличением оптической толщи облака степень поляризации возрастает лишь до $A_V \sim 5$, а затем остается приблизительно постоянной [1]. На основании этого факта было высказано предположение, что в плотных облаках "поляризующие способности" межзвездных пылинок по каким-то причинам снижаются [2].

В данной работе мы исследуем, как изменяется поляризация ИК-излучения звезд при прохождении луча зрения через межзвездные облака, в которых регулярное магнитное поле искажено турбулентными движениями вещества [3]. Нами показано, что наблюдаемое соотношение $p(\%) - A_V$ удастся воспроизвести без дополнительных предположений о свойствах пылинок. Свет, изначально поляризованный пылинками в межоблачном пространстве, сохраняет свои свойства при прохождении сквозь турбулизированный газ, в котором отношение энергии стохастического магнитного поля к регулярному не превышает 0.4–0.6. При этом степень поляризации и разброс позиционных углов до облака и после него остаются практически неизменными.

Список литературы

1. Goodman A.A., Jones T.J., Lada E.A., Myers Ph.C. Does near-infrared polarimetry reveal the magnetic field in cold dark clouds? // *Astroph. J.* 1995. V.448. P.748.
2. Arce H.G., Goodman A.A., Bastien P., Manset N., Sumner M. The polarizing power of the interstellar medium in Taurus // *Ibid.* 1998. V.499. P.L93.
3. Jones T.J., Klebe D., Dickey J.M. Infrared polarimetry and the galactic magnetic field. II. Improved models. // *Ibid.* 1992. V.389. P.602.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ОН МАЗЕРА W48 С КОСМИЧЕСКОЙ РСДБ

В настоящей работе представлены предварительные результаты наблюдений мазера W48 в двух главных линиях ОН на частотах 1665 и 1667 МГц на наземно-космическом интерферометре (космическая РСДБ), состоящем из космического радиотелескопа на борту японского спутника HALCA и сети наземных антенн. Обработка проводилась в пакете AIPS, разработанном в НРАО (США). Низкое значение отношения сигнала к шуму в коррелированном сигнале, возникающее прежде всего из-за небольшого диаметра космической антенны (8 метров), накладывает ограничение на использование значений функции видности для больших баз между космическим радиотелескопом и наземными антеннами при построении изображения, поэтому угловое разрешение, полученное в настоящей работе, не намного лучше углового разрешения, достигаемого на наземных интерферометрах: размер диаграммы около 3 миллисекунд дуги по одной координате и около 2 миллисекунд дуги по другой. Мазерные пятна были частично разрешены, и получен нижний предел на яркостную температуру $(4.9 \pm 0.8) \times 10^{12}$ К для наиболее компактной детали, это значение яркостной температуры близко к штарковскому пределу для случая изотропного мазера и наблюдаемой ширины линии. Вероятно, мазер W48 расположен в области низкого межзвездного рассеяния. В работе представлены спектры в главных линиях ОН, карта мазера W48, показывающая относительное положение мазерных пятен, и изображения отдельных мазерных пятен.

ГЕНЕРАЦИЯ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ НУЛЕВОГО КЛАССА ВОЗРАСТА

Численные расчеты коллапса межзвездных вращающихся магнитных облаков показывают, что ко времени свободного спадания t_{ff} выделяется центральное непрозрачное ядро (протозвезда), вокруг которого формируется быстровращающийся аккреционный диск [1]. Магнитное поле диска имеет винтовую структуру типа геометрии "песочных часов". Параметры протозвезд с дисками хорошо согласуются с наблюдаемыми характеристиками молодых звездных объектов нулевого класса возраста.

В диске вблизи его внутреннего края формируется область интенсивной генерации тороидальной компоненты магнитного поля. Пинч магнитного поля может являться причиной генерации струйных течений. Численному исследованию этого эффекта посвящена настоящая работа. В качестве модели молодых звездных объектов нулевого класса возраста рассматривается протозвезда с толстым аккреционным диском. Параметры протозвезды и диска (масса, распределение плотности, магнитное поле и поле скоростей) задаются как результат численного расчета коллапса вращающихся магнитных облаков для отношений $\epsilon_m = 0.5$ и $\epsilon_{wm} = 1$, являющихся отношениями магнитной энергии к модулю гравитационной энергии и кинетической энергии вращения к магнитной энергии соответственно. В качестве примера рассмотрена система, состоящая из протозвезды с массой $M_* = 1M_\odot$ и аккреционного диска с массой $M_d = 0.5M_\odot$. Полоидальное магнитное поле протозвезды и диска имеет слабоквазирадiallyную геометрию с $B_0 = 10^{-4}G$, где B_0 — магнитное поле на внутреннем крае диска.

Численные расчеты с помощью двумерного МГД-кода "Moon 2.0" показывают, что магниторотационный механизм в таких системах генерирует коллимированную винтовую струю. Основные параметры струи (скорость, протяженность, степень коллимации, магнитное поле) согласуются с наблюдательными данными о молодых звездных объектах нулевого класса возраста.

Список литературы

1. Dudorov A.E., Zhilkin A.G., Lazareva N.Yu., Kuznetsov O.A. Protostar formation in magnetized rotating molecular cloud cores // Proceedings of GMIC99. 2000. (In print).

ПОЛНАЯ КРИВАЯ БЛЕСКА SZ CAM (ADS 2984B)

Затменная переменная SZ Cam является северным компонентом визуально-двойной звезды ADS 2984 и имеет спутник на расстоянии $18''$. Уже первые фотоэлектрические наблюдения SZ Cam, полученные в 1971 г. несколькими авторами, показали наличие изменений глубин минимумов блеска, составляющих одну треть величины самого минимума. Причина такого изменения может быть вызвана как природой самой звезды, так и подсветкой диафрагмы фотометра соседним компонентом (своеобразный третий блеск). Отмечались также искажения на кривых блеска, в особенности вблизи восходящей ветви второго минимума. Недавнее спектроскопическое исследование SZ Cam [1] с применением эшелле-спектрографа и ПЗС-матрицы позволило уточнить отношение масс компонент в этой системе, что изменило ее эволюционный статус — из полуразделенной ТДС стала разделенной системой. В спектре были обнаружены линии третьего компонента, определен период его орбиты — 50.7 лет.

В то же время за последние 20 лет не было получено ни одной полной кривой блеска этой звезды приемлемой точности. В период с 1996 по 1999 г. на телескопе АЗТ-3 ($F=10$ м, $D=0.5$ м) Астрономической обсерватории Ур ГУ, оснащенный сканирующим фотометром, были получены полные кривые блеска затменной переменной SZ Cam в UBVR фильтрах. Визуальный компаньон был использован как звезда сравнения, точность определения разностей блеска компонентов была относительно высокой ($0^m005 - 0^m008$) даже в ночи с нестабильной прозрачностью. Кривые блеска идентичны во всех четырех цветах и имеют практически одинаковые значения глубин минимумов (0^m27 и 0^m21) для главного и вторичного минимума соответственно. На кривых блеска SZ Cam отмечаются сезонные изменения глубин минимумов на величину 0^m02 , а также вариации максимального блеска вблизи фазы 0.75 на такую же величину. Наблюдается также небольшое уменьшение наклона восходящей ветви второго минимума.

Согласно последним спектральным исследованиям [1], эквивалентные ширины линий нейтрального гелия в спектре главного компонента SZ Cam в 1.5 раза превышают теоретические значения, что указывает на наличие значительного звездного ветра у этой массивной горячей звезды. Данное обстоятельство может приводить к формированию временного газового диска в системе [2], фотометрические проявления которого, вероятно, являются причиной наблюдаемых флуктуаций на кривых блеска SZ Cam.

Список литературы

1. Lorenz R., Mayer P., Drechsel H. // *Astron. Astrophys.* 1998. V.332. P.909–927.
2. Бусикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Четчикин В.М. // *Астрон. журн.* 1996. Т.75. С.717–726.

О НОВОМ МЕТОДЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ

В задачах небесной механики возмущающая функция $h(x, y)$ обычно представляется в виде ряда Пуассона

$$h = \sum A_{kn} x^k \text{Exp } ny, \quad (1)$$

где $x = \{x_1, \dots, x_{3N}\}$, $y = \{y_1, \dots, y_{3N}\}$ — векторы позиционных и угловых элементов соответственно, N — число возмущающих тел, $k = \{k_1, \dots, k_{3N}\}$, $n = \{n_1, \dots, n_{3N}\}$ — мультииндексы, $x^k = x_1^{k_1} \dots x_{3N}^{k_{3N}}$, $ny = n_1 y_1 + \dots + n_{3N} y_{3N}$, $\text{Exp } \varphi = \exp i\varphi$, где i — мнимая единица. Суммирование ведется по всем неотрицательным k_s и целым n_s .

Классический метод получения разложения (1) предполагает аналитические выкладки с применением специальных функций для нахождения числовых коэффициентов A_{kn} . В работе [1] предложено вычислять коэффициенты A_{kn} численно по интегральным соотношениям. В данной работе A_{kn} представляются в следующем виде:

$$A_{kn} = \frac{1}{r^k} \int_0^1 \int_0^1 h(r \text{Exp } (2\pi\varphi), 2\pi y) \text{Exp } (-2\pi k\varphi) \text{Exp } (-2\pi ny) d\varphi dy. \quad (2)$$

Здесь $r^k = r_1^{k_1} \dots r_{3N}^{k_{3N}}$, $k\varphi = k_1\varphi_1 + \dots + k_{3N}\varphi_{3N}$, $d\varphi dy$ — произведение всех $d\varphi_s dy_s$. Радиусы r_s окружностей произвольны, лишь бы декартово произведение поликруга для x и тора для y не содержало особых точек функции h .

Вычисление коэффициентов A_{nk} рассмотрено на примере N -планетной задачи. Как показано в [1], при $N \geq 2$ кратность интегралов (2) оказывается не ниже 10. Вычисление таких интегралов возможно только с помощью метода Монте-Карло. Облегчает работу наличие большого числа нулевых коэффициентов [1]. Так, в двухпланетной задаче разложение (1) (до шестой степени включительно) содержит всего 13312 ненулевых коэффициентов A_{kn} . Вычисление A_{kn} отнимает много машинного времени, однако однократность процедуры делает этот недостаток терпимым с учетом мощности современных ЭВМ.

Список литературы

1. Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д. Эволюция планетных систем. I. Разложение гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам (теория) // Астрон. вестник. 2000. (В печати).

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИОННОГО РОДСТВА ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ТИПОВ РГП, \sim KW, KW И КР

В работе оценивается степень эволюционного родства тесных двойных систем (ТДС) типов РГП, \sim KW, KW и КР в пределах главной последовательности и в фазе "первого обмена массой". Приведенные сокращения приняты согласно классификации М.А.Свечникова и др. [1].

Исследование основано на материале "Каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменно-переменных звезд" М.А.Свечникова и Э.Ф.Кузнецовой [2], включающего сведения о 437 РГП-, 153 \sim KW-, 215 KW-, 392 КР-системах.

В данной работе для этих систем рассматриваются статистические зависимости: "спектр — период", "масса главного компонента — большая полуось орбиты", "избыток светимости компонент — масса компонент", "избыток радиуса компонент — масса компонент", "степень наполнения внутренней критической поверхности компонентой — период системы", а также диаграмма Каретникова [3], современные и начальные пространственные распределения вышеуказанных систем в окрестностях Солнца.

На основе рассмотренных диаграмм и графиков распределений можно качественно судить о том, насколько тесно перекрываются области распределения данных систем, и попытаться описать эволюционные переходы ТДС типов РГП $\Rightarrow \sim$ KW \Rightarrow KW и КР \Rightarrow KW и условия выполнения подобных эволюционных связей.

Список литературы

1. Свечников М.А., Истомин Л.Ф., Грехова О.А. // Переменные звезды. 1980. Т.21, №3. С.399.
2. Свечников М.А., Кузнецова Э.Ф. Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Екатеринбург: УрГУ, 1990.
3. Каретников В.Г. Свойства затменных двойных звезд: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1988.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙСТВЕННОСТИ АСТЕРОИДА 1996 FG₃

При фотометрических наблюдениях астероида 1996 FG₃ в декабре 1998 г. [1] были обнаружены два периода колебания блеска. Долгопериодическая составляющая кривой блеска имеет особенности, характерные для взаимных покрытий или затмений, которые могут наблюдаться в двойной системе. Короткопериодические колебания объясняются вращением главного несферичного компонента.

Нами была усовершенствована существующая методика определения параметров двойной системы на основе реальных кривых блеска. В частности, была улучшена методика определения отношения средних диаметров компонентов и большой полуоси орбиты спутника. Была разработана также методика оценки наклона и долготы восходящего узла орбиты спутника. Для наклона орбиты возможно два решения, а для восходящего узла — четыре.

Разработанные методики были применены для исследования астероида 1996 FG₃. Результаты исследования показали, что этот астероид может представлять собой или тесную двойную систему, или контактный двойной астероид.

Список литературы

1. *Mottola S., Lahulla F.* // IAU Circ. 1998. N7069.

НАБЛЮДЕНИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ НА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОМ КОМПЛЕКСЕ АО УрГУ В 1999 г.

В 1999 г. продолжались наблюдения геостационарных спутников (ГСС) на оптико-электронном комплексе (ОЭК), установленном на телескопе АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории. Была опробована и принята в эксплуатацию методика наблюдений геостационарных спутников по эфемеридам, проведена замена опорного звездного каталога.

Для астрометрической обработки наблюдений на ОЭК требуется наличие в кадре со спутником не менее двух опорных звезд. Опыт работы с каталогом SAO, содержащим около 250 тыс. звезд до 12^m , показал, что условие наличия в поле зрения комплекса ($20' \times 20'$) двух опорных звезд очень жесткое, поскольку в интересующей нас зоне ($\delta = -20^\circ \div +10^\circ$) имеются области, в которых расстояние между опорными площадками превышает 1 час по прямому восхождению. Поэтому для повышения эффективности наблюдений была проведена замена опорного каталога SAO на Tycho Reference Catalogue, содержащий около 990 тыс. звезд до 12^m , что обеспечивает требуемую плотность опорных площадок в области геостационарной орбиты.

Особый интерес представляют наблюдения ГСС с большими наклонами орбит и существенными дрейфами. Наблюдение таких объектов на ОЭК с малым полем зрения возможно только по эфемеридам. Эфемерида необходима не только для наведения на спутник, но и для прогноза времени прохождения спутником опорных площадок.

Для обеспечения возможности наблюдений таких ГСС комплекс программ поддержки наблюдений дополнен модулем визуализации эфемерид. Программа отображает заданный участок звездного неба, границы поля зрения, моделирует движение ГСС на фоне звезд, а также дает информацию о координатах объекта и центра поля зрения, всемирное и звездное время, интервал времени до прохождения спутником центра опорной площадки и номер объекта. На траекторию движения спутника наносится текущее положение объекта, указывается его номер, с заданным шагом отмечаются эфемеридные положения ГСС.

С помощью новой методики были проведены наблюдения более 70 геостационарных объектов с большим дрейфом (более $0.1^\circ/\text{сут.}$) и существенными наклонами орбит (до 14°). Для этих ГСС получено более 150 положений с точностью $1'' - 4''$. По результатам наблюдений формируется каталог орбит ГСС с долготами подспутниковых точек от 15° до 105° в.д.

ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ЗВЕЗД РАСSEЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ

Функции светимости звезд рассеянных звездных скоплений (ФС РЗС) изучены слабо, особенно если учесть, что чаще всего функции светимости строились либо только для ядра, либо для ядра и промежуточной зоны скопления, и очень редко для ядра и короны.

Использование каталога USNO-A1 дает хорошую возможность построить однородный ряд ФС РЗС с охватом широких окрестностей скоплений. Этот каталог позволяет также строить функции светимости до весьма слабых абсолютных звездных величин.

Функции светимости РЗС строились методом статистического вычитания звезд фона. Для каждого скопления были определены коэффициенты перехода от каталожных величин к величинам В и V системы UVV на основе имеющихся фотоэлектрических стандартов. Все полученные функции светимости были откалиброваны в абсолютных звездных величинах, при этом расстояния до скоплений и избытки цвета использовались из [1]. К настоящему времени нами определены функции светимости звезд для 79 рассеянных скоплений.

В дальнейшем планируется рассмотреть вопрос об универсальности начальной функции масс звезд скоплений, так как теперь в нашем распоряжении имеется немалое число функций светимости РЗС, а функции светимости, как известно, являются основой исследования начальной функции масс, описывающей распределение рождающихся звезд по массам.

Список литературы

1. Loktin A., Zakharova P., Gerasimenko T., Malisheva L. // *Baltic Astron.* 1997. V.6. P.316–318.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХМЯГКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛТР-МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

Сверхмягкие рентгеновские источники (supersoft sources) — особый класс рентгеновских объектов. Их спектр расположен в жесткой ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях. Как правило, окончательно спадание спектра наступает на 0.5–1 кэВ. Эффективная температура таких объектов — от 100 до 950 тыс. градусов. Общепринятой моделью источников является двойная система из звезды-донора и белого карлика. В системе имеет место аккреция, и превышение определенного темпа аккреции ведет к ядерной вспышке на поверхности карлика. Это горение и позволяет объяснить характерный спектр SSS [1].

В работе проанализированы 11 сверхмягких источников, принадлежащих Млечному Пути, Большому и Малому Магеллановым Облакам. Данные наблюдений спутника ROSAT были взяты из архива HEASARC, принадлежащего Годдардовскому Центру Космических Полетов NASA. В качестве теоретических моделей использовались ЛТР-модели, вычисленные с помощью модифицированной программы Куруца Atlas 5 [2]. Были учтены непрозрачности в континууме за счет H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni [3]. В расчете модели использовались около 600 наиболее значимых резонансных линий основных состояний значимых стадий ионизации тех же элементов, за исключением Ni [4].

Полученные результаты согласуются с ранее опубликованными данными. Планируется продолжение работы на базе данных обсерватории Chandra.

Список литературы

1. *Kahabka P., van den Heuvel E.P.* // J. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1997. V.35. P.69.
2. *Kurucz* // SAO special report. 1970. N309.
3. *Verner D.A. et al.* // ApJ. V.465. P.487.
4. *Verner D.A. et al.* // Bull. American. Astron. Soc. 1996. V.188. N54. P.18.

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ И РАСШИРЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

Методом Монте-Карло рассчитаны интенсивности линий ионизованного кальция в протуберанце, моделируемом полубесконечным цилиндром, расположенным перпендикулярно поверхности Солнца. В протуберанце возможны дифференциальные движения — расширение и (или) вращение. В модели атома ионизованного кальция учтены 5 уровней и соответствующие континуумы. Перенос излучения рассчитывался для линий H и K, а также инфракрасного триплета. Задача решена с учетом реального излучения Солнца в линиях, для континуумов задавалась радиационная температура. Для ряда модельных параметров (оптическая толщина в линии K, температура, электронная плотность, скорость расширения или вращения) рассчитаны интенсивности линий и построены графики соответствующих зависимостей.

С.А.Орлов
Санкт-Петербургский государственный университет

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОВМЕСТНОГО ДВИЖЕНИЯ ДВУХ ИСЗ

Рассматривается движение двух ИСЗ, предназначенных для установления прямой линии лазерной связи. Строятся оптимальные по различным критериям системы орбит, удовлетворяющие заданным условиям, главными из которых являются прямая видимость спутников (отсутствие экранировки Землей) и нахождение спутников вне радиационных поясов Земли. Задача решается в рамках теории движения в обобщенной задаче двух неподвижных центров.

Для достижения поставленной цели была написана программа-визуализатор, позволяющая получать различные параметры орбит и подбирать оптимальные. В частности, программа позволяет строить солнечно-синхронные орбиты и учитывать возможное нахождение спутников в земной тени.

МЕТОД РСДБ ВО ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

Вплоть до середины XX столетия астрономические наблюдения космических объектов с высоким разрешением велись только в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. Сооружение в конце 60-х и на протяжении 70-х гг. больших систем апертурного синтеза с кабельными линиями связи в Кембридже (Великобритания), Вестерборке (Нидерланды), Грин Бэнке (США), и особенно системы VLA (Very Large Array) вблизи Сокорро (США) привело к значительному улучшению разрешения ($\leq 1''$) и чувствительности (до 10 мкЯн) в радиодиапазоне. Несколько лучшее разрешение достигается только на некоторых крупнейших современных оптических телескопах (например, на телескопе им. Хаббла). Интерферометр с радиорелейной линией связи впервые был использован в обсерватории Джодрелл Бэнк (Великобритания). Максимальные базы в сотни километров у инструмента с симпатичным названием MERLIN (Multi-Element Radio-Linked Interferometr) дали возможность получать изображения с угловым разрешением порядка $0''.01-0''.1$.

С появлением идеи радиоинтерферометра со сверхдлинными базами (РСДБ) радиоастрономия стала абсолютным лидером по угловому разрешению. В некоторых современных экспериментах удается достичь разрешения лучше $0''.0001$ (разрешение космического оптического телескопа им. Хаббла около $0''.1$)! Независимое когерентное преобразование сигналов на радиотелескопах, участвующих в эксперименте, и регистрация их на магнитофонах с последующей обработкой на ЭВМ были предложены в 1965 г. советскими учеными Л.И.Матвеевко, Н.С.Кардашевым и Г.Б.Шоломицким [1]. Эта идея позволяет включаться в РСДБ любому количеству произвольно расположенных на Земном шаре антенн. При этом достигается разрешение порядка отношения длины волны наблюдения к диаметру Земли. Довольно подробное и интересное описание советско-американского сотрудничества в области РСДБ привел К.Келлерманн в статье [2]. Общая концепция РСДБ заключается в следующем. На N антеннах одновременно проводятся наблюдения одного и того же объекта, амплитуда и фаза принимаемого сигнала независимо записываются на магнитофоны. Ленты с данными свозятся в корреляционный центр, где производится попарная корреляция данных от каждой антенны друг с другом (всего $N(N-1)/2$ пар). После этого проводится калибровка данных и вторичная обработка (см., напр., [3, 4]).

Сегодня в мире существует три более или менее организованных системы РСДБ для проведения наблюдений структуры космических объектов — европейская, австралийская и американская сети. Только последняя из перечисленных, система VLBA, разработана в США специально для РСДБ-экспериментов. Для нее специально продумывались наиболее выгодные положения РСДБ-пунктов, строились практически одинаковые антенны и др. Только она работает круглогодично с целью проведения РСДБ-сеансов.

Уже запущен в космос первый спутник с радиотелескопом диаметром 8 м по японскому проекту VSOP (см., напр., [5]), и в будущем плани-

руется запуск спутника с радиотелескопом диаметром 10 м по проекту РадиоАстрон (см., напр., [6]), головная организация — АКЦ ФИАН (Москва). Космические телескопы в этих проектах используются как одна из антенн наземно-космической РСДБ-сети. В проекте VSOP достигается разрешение в 2.5–3 раза лучше, чем максимально возможное на Земле. Относительно небольшой выигрыш в разрешении с одной стороны позволяет получать удовлетворительное покрытие (u , v) плоскости¹ и неплохой динамический диапазон результирующих карт. В проекте РадиоАстрон астрономы надеются получить фантастическое разрешение (лучше 0''00004), определяемое выбранной орбитой спутника.

Разрешение порядка 0''001 дуги позволяет изучать наиболее компактные области источников космического излучения. У компактных внегалактических объектов (квазаров и активных ядер галактик) удастся исследовать релятивистские струи на парсековых масштабах, области, наиболее близко находящиеся от ядра галактики (предположительно, сверхмассивной черной дыры). Успешное исследование физики компактных струй, такие обнаруженные эффекты, как сверхсветовой разлет компонентов, большие яркостные температуры (значительно выше комптоновского предела в 10^{12} К), применение РСДБ-наблюдений внегалактических объектов для построения инерциальной системы отсчета, использование результатов в космологии характеризуют РСДБ как один из наиболее эффективных методов современной астрономии. Его интенсивное развитие сегодня предполагает еще более широкое применение в будущем, появление новых интересных результатов.

В лекции предполагается осветить теоретические основы метода, все этапы РСДБ-наблюдений и обработки, вплоть до получения карт и их анализа, на основе данных нашей группы и некоторых наблюдений Напиональной радиоастрономической обсерватории (НРАО) США. Будут обсуждены некоторые наиболее интересные результаты, полученные с использованием РСДБ-метода, мы представим также наши последние результаты по анализу массовых обзоров НРАО с системой VLBA и наблюдений сильнопеременных (в радиодиапазоне) компактных внегалактических объектов, проведенные нами на РАТАН-600 и Европейской РСДБ-сети.

Список литературы

1. Матвеевко Л.И., Кардашев Н.С., Шоломицкий Г.Б. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1965. Т.8. С.651.
2. Келлерманн К.И. // И.Шкловский: разум, жизнь, вселенная. М.: ТОО Янус, 1996. С.43.
3. Томсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии/ Пер. под ред. Л.И.Матвеевко. М.: Мир, 1989.
4. Taylor G.B., Carilli C.L., Perley R.A. (eds.) Synthesis Imaging in Radio Astronomy II: A Collection of Lectures from the Sixth NRAO/NMIMT Synthesis Imaging Summer School. ASP Conf. Ser. 1999. V.180.
5. Hirabayashi H., et al. // Science. 1998. V.281. P.1825.
6. Андреев В.В., Кардашев Н.С., Попов М.В., и др. // Астрон. журн. 1986. Т.63. С.850.

¹В РСДБ-эксперименте (u , v) плоскость с идеально полным покрытием моделирует воображаемую тарелку гигантского радиотелескопа с размером около диаметра Земли (или даже больше в случае наземно-космических экспериментов). Положение точек на (u , v) плоскости отражает параметры векторов баз элементарных интерферометров.

О ЗНАЧЕНИИ СКОРОСТЕЙ ИЗМЕНЕНИЯ КООРДИНАТ АСТЕРОИДОВ ПРИ ИХ ОТОЖДЕСТВЛЕНИИ И ВЫЧИСЛЕНИИ ЭФЕМЕРИД

Современные наблюдения малых тел Солнечной системы почти повсеместно выполняются с помощью ПЗС-приемников излучения. Точность таких наблюдений достаточно высока [1], оперативность на два порядка выше фотографических наблюдений, и кроме того, сферические координаты объектов можно определять с любой дискретностью. Как правило, наблюдатели получают три близких по времени положения астероида с интервалом в 20–30 мин., что дает возможность сразу после наблюдений вычислить скорости изменения координат объекта, используя линейную аппроксимацию по времени, что имеет большое значение для отождествления объекта, так как скорости можно рассчитать [2] на момент наблюдений, если известны элементы орбиты. Для этой цели в ГАО РАН группой В.Н.Львова подготовлено программное обеспечение, позволяющее вычислять в избранной области неба положения всех астероидов, которые могут там наблюдаться в данный момент времени. При этом используется доступная по Интернету база данных Ловелловской обсерватории, содержащая элементы орбит около 60000 астероидов. Особенность этого программного обеспечения состоит в том, что кроме координат вычисляются и их первые производные [3], что помогает уверенно отождествлять наблюденные объекты с каталожными, когда элементы орбит недостаточно надежны и вследствие этого дают большие разности (О–С) по положению. Как показали исследования, влияние ошибок элементов орбит на вычисляемые скорости изменения координат оказалось значительно меньшим, чем на сами координаты. Кроме того, вычисление первых производных координат и образование "нормального места" дают возможность определить круговую орбиту обычного астероида по ПЗС-наблюдениям на короткой дуге и сравнить полученные элементы с каталожными, что способствует отождествлению, поскольку средний эксцентриситет орбит малых тел Главного пояса не превышает 0.15, и аппроксимация их движения круговым вполне допустима.

В докладе приводятся примеры отождествления реальных астероидов по ПЗС-наблюдениям и примеры вычисления эфемерид с учетом скорости изменения координат для продолжения наблюдений.

Работа выполнена при поддержке гранта программы "Астрономия", раздел 1.8.4.1.

Список литературы

1. Быков О.П. Современные позиционные наблюдения малых тел Солнечной системы // Тр. IV съезда Астрон. о-ва. М. 1998. С.73–81.
2. Быков О.П. Определение орбит небесных тел прямыми методами // Проблемы построения координатных систем в астрономии. Л., 1989. С.328–356.
3. Bykov O.P., L'vov V.N. The information status of dense series of topocentric positions of celestial bodies derived from CCD observation // Baltic Astron. 1997. P.359.

БЫСТРЫЕ ПОВОРОТЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ИХ ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ С БЫСТРЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Наряду с медленными поворотами солнечных пятен с периодами несколько суток, наблюдаются быстрые повороты с амплитудой 10—15 градусов и временными интервалами от 30 минут до нескольких часов, накладывающиеся на кривую медленного поворота, которая хорошо аппроксимируется функцией гармонического колебания. Исследования быстрых колебаний по материалу, полученному в КрАО в 1972 г. и в Коуровской обсерватории УрГУ в 1988, 1990 и 1991 гг., показали, что эти колебания, по всей видимости, имеют случайный, хаотический характер.

Быстрые изменения магнитного поля пятен наблюдаются уже около 30 лет. Многочисленными исследованиями установлено, что изменения напряженности магнитного поля происходят в довольно больших пределах от 300 Э до 1000 Э, и временные интервалы находятся в промежутках от нескольких минут до нескольких часов. Первоначальные объяснения этого явления различными активными процессами, происходящими вблизи наблюдаемого пятна, не подтвердились.

Рассмотрена возможная связь между этими двумя явлениями. Сопоставлялись одновременные наблюдения поворота пятна и напряженности магнитного поля. Результаты не позволяют слишком уверенно говорить, что такая связь существует, но в то же время в некоторых случаях отрицать ее нельзя.

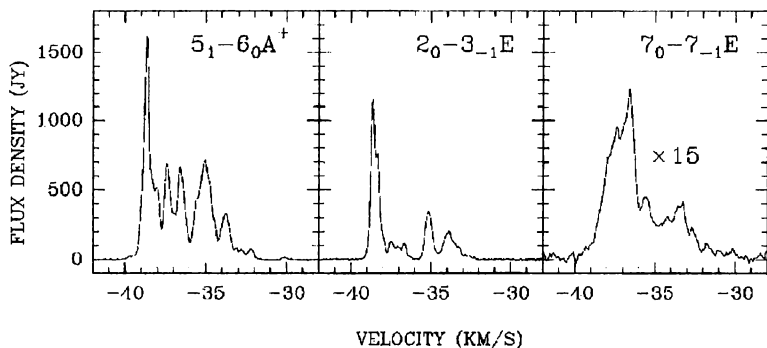
МАЗЕРНЫЕ ЛИНИИ МЕТАНОЛА В G339.88-1.26

G339.88-1.26 является одним из самых ярких мазеров метанола II класса. Мазерные линии в этом источнике богаты деталями, по всей вероятности образующимися в отдельных мазерных пятнах. Поэтому спектры линий этого объекта представляют интерес с точки зрения выявления пространственных и временных вариаций физических параметров в области формирования мазерного излучения.

В данной работе проведен анализ спектров линий метанола, соответствующих мощным мазерным переходам $5_1 - 6_0 A^+$ (6.7 ГГц), $2_0 - 3_{-1} E$ (12.2 ГГц) и $7_0 - 7_{-1} E$ (156.8 ГГц). Спектры получены на радиотелескопах Mt.Pleasant и SEST в октябре 1999 г. Сравнение с результатами более ранних наблюдений на 6.7 и 12.2 ГГц показало, что отдельные компоненты линий демонстрируют переменность ~5 процентов в год.

Спектры линий хорошо приближаются набором из 18 гауссиан. Из них 17 соответствуют явно выделяющимся деталям профилей. Сравнение с результатами интерферометрических наблюдений показывает, что большая часть выделенных нами компонент образуется в различных мазерных пятнах. К сожалению, точный анализ невозможен из-за низкого частотного разрешения при интерферометрии.

Обнаружено, что соотношение интенсивностей линий в различных мазерных пятнах/компонентах сильно варьируется. Оценки пределов изменения отношения яркостей накладывают ограничения на модели мазеров.



Спектры мазерных линий в G339.88-1.26

ОБРАЗОВАНИЕ КАНАЛОВ ИСТЕЧЕНИЯ И СЕТЕВЫХ ДОЛИН НА МАРСЕ

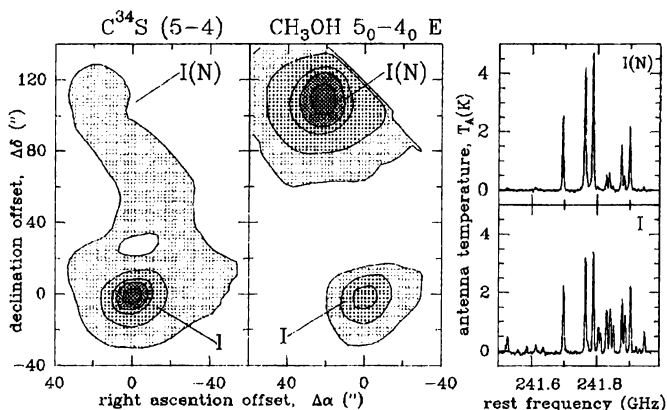
Рассматривается проблема происхождения каналоподобных долин на поверхности Марса. Все концепции водной эрозии встречают серьезные трудности и вынуждены обращаться к различным спекулятивным гипотезам. Для устранения проблем марсианского рельефообразования достаточно принять во внимание специфику марсианского вулканизма. Более низкая сила тяжести на Марсе обеспечивает более длительное существование эруптивных облаков. При постепенном охлаждении газопирокластического содержания этих облаков в условиях низких температур окружающей атмосферы происходит постепенная конденсация всей ювенильной воды и налипание на образующийся конденсат частиц пепла. Образовавшиеся аккреционные лапилли выпадают из эруптивных облаков как капли грязевого дождя или грязевой град. Эрозионный эффект этого процесса вполне достаточен для создания долинных сетей. В результате интенсивной вулканической деятельности в условиях низких температур Марса на его поверхности должен был образоваться смерзшийся грязепирокластический чехол. Очистка воды на Марсе в значительных размерах невозможна, а, следовательно, отсутствуют захороненные ледники и более или менее значительные запасы чистой воды. Большинство марсианской воды сконцентрировано в грязепирокластическом чехле континентоподобных возвышенностей, а не в океаноподобных депрессиях. В случае оттаивания, грязепирокластический чехол приобретает высокую подвижность, и образующийся грязевой поток становится мощным эродирующим фактором. Источником локального прогрева и последующей мобилизации может быть как вулканическая деятельность, так и внедрение магмы в грязепирокластический чехол. Высокие температуры магмы обеспечивают возможность мобилизации больших объемов грязепирокластов и создания долин истечения.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЯДРА NGC 6334I И NGC 6334I(N)

Молекулярные ядра NGC 6334I и NGC 6334I(N) входят в состав одного гигантского молекулярного облака и расположены близко друг к другу. При этом проявления звездообразования в них заметно различаются: в ядре I наблюдаются сверхкомпактная зона HII, яркие OH мазеры и CH₃OH мазеры II класса, а в ядре I(N) — биполярное истечение, H₂O мазеры и CH₃OH мазеры I класса.

Наблюдения на радиотелескопе SEST выявили большие отличия ядер в излучении молекул на 1–3 мм: спектр ядра I содержит в ~3 раза больше линий. Следовательно, вещество ядра I значительно плотнее и горячее. Это подтверждается тем, что интенсивность излучения в линии C³⁴S (5–4) существенно выше в направлении ядра I. При этом I(N) заметно ярче в ряде линий CH₃OH и SiO, что говорит об интенсивном испарении мантий пылевых частиц.

Различия радиоспектров ядер свидетельствуют о том, что эти объекты находятся на разных стадиях звездообразования: ядро I пришло в относительное равновесие после образования зоны HII, тогда как в I(N) взаимодействие молодого звездного объекта с его окружением находится на бурной начальной стадии.



Карты интегральной интенсивности линий C³⁴S и CH₃OH и спектры ядер

КАТАЛОГ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ, ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И АБСОЛЮТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПОЛУРАЗДЕЛЬНЫХ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ИЗВЕСТНЫМИ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМИ ОРБИТАМИ

Составленный авторами каталог содержит информацию о 83 хорошо изученных полураздельных тесных двойных системах типа Алголя с известными фотометрическими и спектроскопическими орбитами. Для каждой двойной системы приводятся орбитальный период, большая полуось относительной орбиты, угол наклона плоскости орбиты к картинной плоскости, отношение масс компонентов, их спектральные классы, радиусы, массы, отношение поверхностных яркостей, болометрические и относительные светимости. Отличительной особенностью каталога является большая полнота использованного материала, подробное обсуждение наблюдательных данных, опубликованных в астрономической литературе после 1980 г., и оценка степени надежности полученных относительных и абсолютных элементов. Степень точности определения элементов полуразделенных систем отмечена в каталоге весом и выражена в десятибалльной шкале. Вес зависит от способа получения кривой блеска, от количества наблюдаемых точек, от количества использованных при наблюдении спектральных диапазонов и от способа получения фотометрической орбиты.

Каталог имеет приложение, в котором даны библиография и примечания. В примечаниях указаны дополнительные сведения о расстоянии до системы и ее возрасте, о замеченных вспышках и возможном наличии третьего тела, об изменении орбитального периода и потере массы системой, о внеатмосферных наблюдениях со спутников и орбитальных станций. Количество литературных источников, использованных при составлении каталога, достигает 200. Данные каталога полны до середины 1999 г.

НАБЛЮДЕНИЯ КРУПНЫХ ТЕЛ В МЕТЕОРНЫХ ПОТОКАХ

План доклада.

Комплекс тел Солнечной системы в околоземном пространстве. Характеристики тел, критерии выделения комплексов, общие подходы к выявлению схожести орбит. Постановка наблюдательной задачи. Отбор метеорных потоков, перспективных для наблюдений, с использованием их известных характеристик.

Наблюдение тел в метеорных потоках за пределами атмосферы Земли. Описание оборудования, его особенностей. Проведение наблюдений. Первичная обработка, точности, статистические характеристики.

Первоначальное определение орбиты тела, движущегося по направлению, близкому к линии визирования в околоземном космическом пространстве. Постановка небесно-механической задачи. Сравнительный анализ традиционных методов первоначального определения орбит с предлагаемым подходом.

Каталог объектов в метеорных потоках, обнаруженных сотрудниками ИНАСАН за пределами атмосферы Земли.

Полученные результаты, их интерпретация.

Исследование выполнено при финансовой поддержке конкурса-экспертизы научных проектов молодых ученых РАН по фундаментальным и прикладным исследованиям 1997 г., РФФИ (грант 00-02-16118) и ГНТП "Астрономия" (1.9.4.1).

ИОНИЗАЦИОННО-ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЗАМАГНИЧЕННЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Тепловая неустойчивость [1] играет ключевую роль в формировании двухфазной структуры межзвездной среды. Как было отмечено в работе [2], нестационарная ионизация оказывает существенное влияние на тепловой баланс диффузных межзвездных облаков и приводит к возникновению дополнительной ветки тепловой неустойчивости. Фланнери и Пресс [3] в рамках газодинамики указали на существование колебательных акустических веток ионизационно-тепловой неустойчивости (ИТН) в изобарно устойчивой среде.

В докладе рассматривается влияние магнитного поля, а также градиентной и магнитной амбиполярной диффузий на ИТН. Показано, что замороженное магнитное поле приводит к появлению новых колебательных магнитозвуковых веток ИТН. При учете градиентной амбиполярной диффузии появляется новая неустойчивая диффузионная ветка, имеющая максимальные инкременты на малых пространственных масштабах ~ 0.1 пк. и развивающаяся преимущественно вдоль магнитного поля за времена ~ 1 млн лет. Магнитная амбиполярная диффузия приводит к выделению характерного пространственного масштаба $\sim 0.1 - 1$ пк. в направлении, перпендикулярном магнитному полю, а также совместно с градиентной амбиполярной диффузией приводит к увеличению на порядок инкрементов магнитозвуковых неустойчивых веток. Предполагается, что магнитозвуковая ИТН может являться одним из основных механизмов генерации волновой МГД-турбулентности в межзвездных облаках.

Список литературы

1. *Field G.B.* // *Astrophys. J.* 1965. V.142. P.531.
2. *Yoneyama T.* // *Publ. Astron. Soc. of Japan.* 1973. V.25. P.349.
3. *Flannery B.P., Press W.H.* // *Astrophys. J.* 1979. V.231. P.688.

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ АКТИВНЫХ ДВОЙНЫХ У ЦЕФЕЯ И RZ КАССИОПЕИ ВБЛИЗИ МИНИМУМОВ БЛЕСКА

У Цефея (Sp B8V + G8IV) является полураздельной затменной двойной системой типа Алголя. Ее переменность была открыта В.К. Цесарским в 1880 г. С тех пор звезда наблюдается регулярно, а с 1946 г. ведется фотоэлектрический мониторинг.

Высокоскоростная двухцветная фотометрия U Cep была проведена 6/7 мая 1999 г. с помощью четырехлучевого электрофотометра, установленного на 0.7 м телескопе АО УрГУ. В синей области спектра использовался фотомножитель ФЭУ-130, а в красной — ФЭУ-79. Звездой сравнения служила HD 6006 (Sp A0, $V = 7^m.90$). По полученным 128 оценкам блеска определен момент главного минимума $MinIHJD = 2451305^d.3446 \pm 0^d.0004$. Разность О-С от эфемериды минимумов автора ($MinIHJD = 2407890^d.3836 \pm 0^d.4928270E + 7^d.69 \cdot 10^{-9}E^2$) достигает значения $+0^d.046555$, т.е. орбитальный период системы прогрессивно возрастает. Асимметрия кривой блеска может быть интерпретирована в рамках модели Олсона, включающей наличие аккреционного диска вокруг главного компонента, горячего пятна на нем и газового потока от магнитно-активного холодного спутника.

Переменность известной активной системы типа Алголя RZ Кассиопеи (Sp A3V+K0-K4IV) открыта в 1906 г. Мюллером. Кривая блеска соответствует частному затмению с глубоким главным минимумом ($V = 6^m.18, \Delta V = 1^m.5$) и неглубоким вторичным минимумом на фазе 0.5. Наблюдение вторичных минимумов взаимодействующих алголей важно потому, что по асимметрии этого минимума можно делать вывод о существовании и направленности газовых потоков в системе или о наличии пятен на поверхности спутника-субгиганта.

Вторичный минимум RZ Cas наблюдался 3/4 мая 1999 г. на 0.5 м телескопе АО УрГУ в цветах BVR. Звездой сравнения служила BD+69°171 ($V = 8^m.0, B - V = 0^m.00$). Общая продолжительность вторичного минимума составила $3^h.20^m \pm 5^m$. Амплитуды минимума в цветах RVB равны $0^m.094 \pm 0^m.005, 0^m.064 \pm 0^m.005$ и $0^m.042 \pm 0^m.005$ соответственно. Можно отметить большой разброс точек около окончания затмения, характерный для систем типа RS CVn, что обычно объясняется присутствием газовых потоков. Небольшая депрессия на кривой блеска в момент третьего контакта, особенно отчетливо наблюдаемая в ИК-диапазоне и свидетельствующая о наличии пятна на внутренней стороне спутника, в BVR-лучах практически незаметна. По 22 полученным оценкам блеска определен момент вторичного минимума $MinIHJD = 2451302^d.3212 \pm 0^d.0007$. О-С от новых световых элементов Варрикатта, Ашока и Чандрасекара ($MinIHDJ = 2450020^d.4070 \pm 1^d.1952592E$) составляет $-0^d.0010$. Анализ диаграммы О-С показывает, что период RZ Cas значительно не менялся за последние 8 лет.

ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ

В настоящее время существуют различные модели происхождения космических гамма-всплесков. В рамках большинства моделей механизмы генерации всплесков связываются с какими-либо другими объектами. Для некоторых классов таких объектов известны фрактальные размерности их пространственных распределений.

Уже давно ведется постоянный мониторинг космических гамма-всплесков в рамках эксперимента BATSE. К настоящему времени накоплен достаточно обширный наблюдательный материал, позволяющий получить фрактальную размерность также и для распределения гамма-всплесков (а также различных подклассов гамма-всплесков). Подобные данные представляют интерес как тест для возможных моделей происхождения всплесков.

Поскольку для подавляющего большинства всплесков отсутствуют какие-либо данные о расстоянии до их источников, изучалось только распределение гамма-всплесков на небесной сфере. Имеющиеся для отдельных событий данные о расстояниях не учитывались.

Была получена общая (по всем всплескам) фрактальная размерность на небесной сфере $D_{CS} \approx 2.0 \pm 0.1$, что соответствует однородному пространственному распределению источников ($D_S = 3$). Поскольку современные наблюдательные данные свидетельствуют, что до расстояний порядка 100 Мпк распределение видимого вещества фрактально, то в случае правильности космологической модели всплесков это означает, что источники всплесков удалены на расстояния, заметно превышающие 100 Мпк (или их распределение не связано с распределением видимого вещества).

Фрактальные размерности были получены также и для некоторых отдельных классов всплесков, происхождение которых связывается с МЗС Галактики (пространственная фрактальная размерность $D_{ISM} \approx 2.3 \div 2.4$). Они также соответствуют однородному пространственному распределению, что не согласуется с данными о распределении вещества МЗС.

ПОИСК ВОЗМОЖНОГО МЕЗОЛИНЗИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Явление гравитационного линзирования, являющееся следствием эффекта общей теории относительности — искривления пути луча света вблизи массы — было впервые обнаружено в 1979 г. для удаленного объекта — квазара. За прошедшее время было найдено множество линзированных изображений экстрагалактических объектов (квазаров, активных ядер галактик), перед которыми находились массивные объекты — галактики или скопления галактик. В этом случае мы видим два или более изображения объекта рядом с объектом-линзой.

В последнее время все больше подтверждений получает гипотеза, что источники космических гамма-всплесков также находятся на очень больших расстояниях с красным смещением $z \geq 1$. В этом случае некоторые из них тоже могут оказаться гравитационно линзированными. Ввиду того, что сами гамма-всплески весьма кратковременны, а точность измерения их координат на небе невелика, гравитационное линзирование можно зарегистрировать лишь по "раздвоению" их кривых блеска, связанному с разницей времен прихода сигнала по различным траекториям.

В случае макролинзирования, то есть линзирования на галактике или скоплении галактик, эта временная задержка составляет месяцы или годы, то есть речь идет о поиске двух различных гамма-всплесков с близкими координатами, кривыми блеска и спектрами. Подобная работа была произведена в [1] и не привела к положительному результату. В нашей работе был произведен поиск мезолинзированных всплесков, где роль линзы может играть тело типа шарового звездного скопления. В этом случае временная задержка по порядку величины равна продолжительности всплеска (1–10 с), и задача сводится к нахождению гамма-всплесков с характерной двойственностью кривой блеска.

На основе кривых блеска и спектров 485 гамма-всплесков из 4-го каталога BATSE было найдено 6 объектов, удовлетворяющих всем признакам мезолинзированных всплесков. Была оценена вероятность того, что один или несколько из этих объектов являют собой реальный пример мезолинзирования.

Обнаружение гравитационного линзирования гамма-всплесков стало бы крайне весомым аргументом в пользу его космологической природы.

Список литературы

1. Комберг Б.В., Курт В.Г., Кузнецов А.В. // Астрон. журн. 1999. Т.43. С.580–586.

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ И ЕЕ СТРУКТУРЫ 11 АВГУСТА 1999 г.

На основании фотографических наблюдений солнечной короны 11 августа 1999 года в Бухаресте (Румыния) и в Камен Бряге (Болгария), полученных в рамках программы Астрономической обсерватории Киевского национального университета, изучалась структура солнечной короны и ее связь с солнечной активностью. Форма и структура солнечной короны сильно зависят от уровня солнечной активности. Во время полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. число Вольфа равнялось $W = 76$, что не является высоким показателем солнечной активности, однако форма солнечной короны на многочисленных фотографиях 11 августа 1999 г. довольно симметрична и характерна для Солнца, когда оно находится в максимуме пятнообразовательной деятельности. В максимуме солнечной активности линии индукции магнитных полей, связанных с глобальным, фоновым и локальными полями активных областей, направлены главным образом радиально от солнечной поверхности, а форма и структура солнечной короны являются своеобразными индикаторами топологии и напряженности магнитного поля Солнца. Солнечная корона, на основе анализа ее изображений, полученных в Бухаресте (наблюдатель К.И.Чурюмов) и в пункте Камен Бряг (наблюдатели С.Харчук и В.Мормыль) 11 августа 1999 г., подобна коронам 22 сентября 1968 г. и 22 июля 1990 г., которые также наблюдались накануне максимума 11-летних циклов солнечной активности (СА). Корона имеет форму близкую к классическому максимальному типу. Она состоит из множества мощных и тонких лучей, которые тяготеют к радиальной ориентировке относительно Солнца. Вокруг лимба Солнца наблюдается значительное число больших и ярких протуберанцев (не менее 6 на лимбе). Два классических шлемоподобных луча, в основании которых находятся яркие протуберанцы, наблюдались в SE- и NW-секторах ($P = 140^\circ$ и 310°). Отдельные структуры — это разного рода искривленные крылья, прямолinéйные потоки и тонкие лучи, которые расходятся опахалами от некоторых центров на E- и W-лимбах. Они являются признаком высокой активности как короны, так и всего Солнца. Следует отметить, что угол разветвления восточного E-опахала лучей намного больше, чем на западном W-лимбе. Это свидетельствует о большем развитии активности E-короны по сравнению с W-короной и о значительной E/W асимметрии короны в момент затмения. По распределению яркости корона близка к сферически-симметричной форме. Только вблизи южного полюса существует менее яркая область, которая, возможно, связана с существованием здесь полярной корональной дыры. Этот факт, а также ряд других обстоятельств, приводит к тому, что корона имеет заметную N/S асимметрию. Высокоширотные лучи северного N-полушария (особенно в NE-секторе) наклонены к полюсу, а в южном S-полушарии в SW-секторе наклонены к экватору. Все это указывает на то, что N-полушарие более активно, чем южное, т.е. что оно более близко к своей максимальной форме развития. Отсюда следует, что максимум текущего 23-го цикла СА может

произойти в N-полушарии довольно скоро (в конце 1999 г. или в начале 2000 г.), а в южном полушарии несколько позже, возможно в начале 2001 г. Отметим, что подобная картина наблюдалась в предыдущих 11-летних циклах (20—22), когда в N-полушарии максимум СА наступал значительно раньше, чем в S-полушарии. В целом солнечная корона имеет структуру и форму, которые свидетельствуют о высокой магнитной активности Солнца для данной фазы солнечного цикла. Это подтверждается тем, что усредненное число Вольфа за июнь—август текущего года достаточно высокое — порядка 150. Довольно интересной особенностью солнечной короны 11.08.1999 г. является существование саблеподобного тонкого двойного луча на NE-лимбе, который выходит из солнечного лимба на $P = 50^\circ$. Он находится вблизи своеобразного центра "оттачивания", который наблюдается для опахала лучей E-лимба. Подобные лучи существовали также в коронах 22 сентября 1968 г., 11 июля 1972 г., 22 июля 1990 г. и 11 июля 1991 г. над вспышечно-активными областями Солнца и были связаны с явлениями коронально-транзиечных выбросов плазмы. Поэтому, возможно, что и рассматриваемый двойной (закрученный) луч на NE-лимбе, как и резкое расхождение лучей в восточной короне, связано с существованием вблизи момента затмения транзиечного выброса вещества.

АСТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ РЗС NGC6823

Среди молодых скоплений с признаками продолжающегося звездообразования NGC6823, на наш взгляд, занимает особое место. Оно является ядром ассоциации Vul OB1 в сочетании с редкими контрастными формами газопылевых структур, которые отчетливо наблюдаются на картах POSS.

Наиболее яркие звезды скопления относят к звездам O7-B1. Необычайно интересна структура ядра скопления, где в площадке $40'' \times 40''$ имеются три компактных системы типа трапеций, которые хорошо разрешаются на снимках $26''$ длиннофокусного ($F = 10,4$ м) Пулковского рефрактора. Эти снимки положены в основу наших исследований.

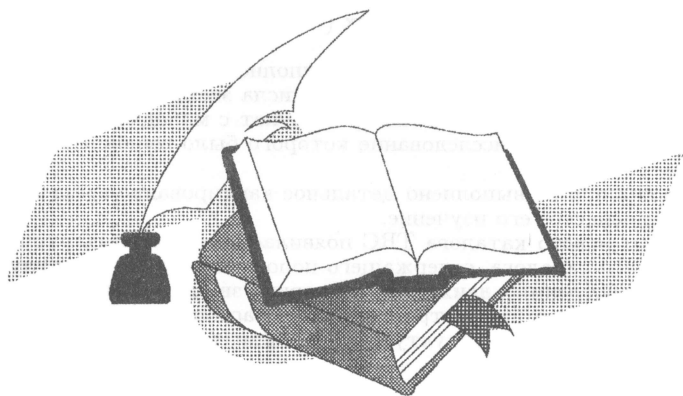
Это скопление и в последние годы привлекает внимание многих исследователей, о чем свидетельствует обширный перечень публикаций. Крайне сложный нерегулярный характер межзвездного поглощения в нем обусловил проведение ряда фотометрических (UBV и инфракрасных) исследований.

В изучении членства звезд в NGC6823 выполнены определения относительных собственных движений большого числа звезд в этой области. Это скопление по ряду характеристик сравнивают с молодым скоплением Tr37, астрометрическое исследование которого было выполнено нами ранее.

Однако до сих пор не выполнено детальное картирование звезд NGC 6823 и астрометрическое его изучение.

С получением нового каталога TRC появилась возможность уточнения данных нашего каталога, содержащего положения 200 звезд, и улучшения системы собственных движений ряда ярких звезд. Особый интерес представляет знание этих параметров для звезд, расположенных у границ ярких и темных газопылевых структур, наблюдаемых к северо-востоку от центра скопления.

Поэтические страницы



Максим Александрович Воронков

Родился 6 ноября 1976 г. в г. Курске. В 1999 г. окончил астрономическое отделение физического факультета московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, в настоящее время аспирант первого года обучения в Астрокосмическом центре Физического института РАН.

Птица

Улетаешь ты, хищная птица,
В жизни места тебе не нашлось.
Не сбылось, что могло бы случиться,
Всё, что было в мечтах, не сбылось.
На добро ты добром отвечаешь
Лишь во сне, в мире светлых идей.
С высоты без труда замечаешь
Всё ничтожество мира людей.

По весне не щебечешь ты песен,
Птица вольная, царь темноты.
Оттого ли, что мир этот тесен
Для одной такой птицы, как ты?
Боль и грусть в своем сердце скрываешь
И живешь как на кромке меча.
Ты давно в этой жизни играешь
И роль жертвы, и роль палача.

Ты когда-то покинула стаю
И взметнулась в бездонную высь.
Там, где лёд в твоём сердце не тает,
Камни гор с ветром неба слились.
Устремившись навстречу восходу
Тусклых звёзд и далёких планет,
Променила любовь на свободу,
Крик птенцов — на холодный рассвет.

Одинокая хищная птица,
Где твой дом, где родные края?
Что тебе прошлой жизни темница?
Целый мир — это клетка твоя!
Ты довольна собой и не знаешь
Злой природы коварную власть.
Чем ты дальше и выше летаешь,
Тем больнее оттуда упасть.

1999 год

Татьяна Иосифовна Левитская

Родилась в 1945 г. Окончила физический факультет Уральского государственного университета (1968). Кандидат физико-математических наук. Доцент кафедры астрономии и геодезии Уральского государственного университета.

★ ★ ★

К чему перенимать черты!
Заимствовать грешно любую малость.
И одного желаю я,
Чтобы сама собой,
Как прежде, оставалась.

Посвящение ЗАШ-99

Красота неземная
В феврале на Урале.
Белизна кружевная
На Коуровских куполах.

Дни и ночи общения,
Лыжи и обсуждения,
Диспуты, открытия,
Танцы до утра.

Пусть останется с нами,
Долго будем хранить
Счастье зимнее, светлое
Расставаний и встреч!

Александр Анатольевич Соловьев

Родился в 1946 г. Окончил физический факультет Уральского госуниверситета (1969). Доктор физико-математических наук. Проректор по научной работе Калмыцкого государственного университета. Автор книги стихов "Звезд рассыпанная соль" (Элиста, 1994). Член Союза писателей России.

ТРИ ОКНА 2000 ГОДА

Двухтысячный начался оборот
По эллипсу натруженной орбиты,
Тысячелетье завершает год —
В нем три нуля, как три окна, пробиты!

В одном из них — пожар безумных войн,
Беда и смерть, и буйство разрушенья,
В нем — бомбами спаленный оком,
В нем — революций огненный подъем,
И — новых царств бесславные крушенья...

В другом — наук размах и торжество,
Порыв идей, великие дерзання,
Ракетный гул, компьютеров мерцанья...
Свет Истины — живое естество —
Пульсирует в глубинах мирозданья...

Но есть и третье чистое окно,
В нем — вся надежда будущего мира,
Тепло и тихо светится оно:
Обычный дом, обычная квартира:

Склонилась мать над спящим малышом,
На них глядит с улыбкою мужчина,
Живет Любовь надеждой и трудом,
Она всему — основа и причина!

...Налеплен крест бумажный на окно,
На первое, где войны и разруха,
В окне втором — фантастика, кино,
Приятное для зренья и для слуха...

Но тянет сердце к третьему окну,
И в третье устремясь тысячелетье,
Несем в себе, как вечную весну,
Твои, Любовь, всеилье и бессмертье!

ТЕАТР ЖИЗНИ (венки сонетов)

Весь мир — театр, и люди в нем — актеры...
В. Шекспир

1

Нам Время не отсчитывает сдачу,
Не выдает ни ссуду, ни кредит,
Скорее — обнаружит недостачу
И суету банкрота прекратит.

Всё отберет: друзей, машину, дачу,
Жену, детей и даже — аппетит!
Ходить, дышать, смеяться запретит
И думать — тоже, ко всему в придачу!

Второй ли, третий прозвучал звонок...
Не жди отсрочки в виде исключения,
Нам всем дается роль для представления,

И занавес опустится в свой срок...
Лишь звезд, давно померкнувших, свеченье
Летит во мгле, бессмертное, как Бог!..

2

Летит во мгле, бессмертное, как бог,
И пушкинское "чудное мгновенье",
И Данте Алигьери откровенье...
И Моцартовой флейты голосок,

Неповторим, волшебен и глубок,
Соединяет тоненькие звенья
Струящиеся лентой вдохновения, —
И ты уже во тьме не одинок!

И роль твою, убогу и незрячу,
Иной, высокий, наполняет свет:
Я, на вопросы ищущий ответ,

В театре этом что-нибудь да значу!..
Пусть режиссер — знаток и сердцевед —
В прямой эфир пускает передачу!..

3

В прямой эфир пускает передачу
"Наука в музах" местное "Ги Ви":
Звучат стихи о жизни, о любви,
А после — я невнятное байбачу

О физике... Я зрителя дурачу —
Так говорю, как будто здесь свои,
Коллеги, что полжизни провели,
Решая неподъемную задачу...

— Нельзя ль попроще изложить урок?
— Конечно, да... Мне опыта хватает,
Но есть момент, который не бывает

И никогда "попроще" быть не мог:
Вселенная со Взрыва начинается
Божественной Комедии Пролог!

4

Божественной Комедии Пролог:
Раскрывшиеся Время и Пространство,
Раздувшийся космический мешок,
Констант неизъяснимое шаманство...

В неистово бурлящий кипяток,
В крутящееся смерчем окаянство,
В туманностей шипящее жеманство
Засыпан густо млечный порошок...

Так был запущен мировой движок —
Первопричина и Первоначало! —
Сгустилось, закружилось, заблестало...

И на краю Галактики, в свой срок,
Одним Театром Жизни больше стало —
Земля читает первый монолог!..

5

Земля читает первый монолог
О том, что жизнь случайна, как пылинка,
Как походя надломленный цветок,
Как на ветру склоненная былинка...

Но в слабый Прометеев костерок
Уж не одна подброшена лучинка,
По тверди гор, по россыпи суглинка
Божественный прошелся мастерок...

Творец, решив: "Я мир переиначу!.." —
Открыл театр... — забавный старичок!
Здесь Золушка теряла башмачок,

Галерка обожала "кукарачу",
Здесь стал Шекспиром дерзкий новичок,
Включенный в мизансцену наудачу!

Включенный в мизансцену наудачу
 Актер читает "Быть или не быть?":
 Достойно ль подлых унижений чачу,
 На белене настоящую, пить

Из рук убийц и негодяев?... Трачу
 Я жизнь без смысла... Но куда же плыть?
 За морем Бед пролив Надежд открыть —
 Что опровергнуть истину ходячу!..

Я ничего ни от кого не прячу,
 Но душу на закланье не отдам!
 Вот я стою, открытый всем ветрам, —

Не уклонюсь, не струшу, не словкачу —
 Пусть всё расставит по своим местам
 Жизнь-Режиссёр, постигший сверхзадачу!

Жизнь — режиссер, постигший сверхзадачу...
 Он знает то, что автор знать не мог,
 Он весел там, где я, по роли, плачу,
 Спокоен там, где я от страха взмок...

Я голову в терзаниях лохмачу,
 Я роль зубрю и вдоль и поперек,
 Но он мне снова делает упрек, —
 Я от его придирок скоро спячу...

А режиссер невозмутим: "Дружок,
 Форсировать эмоции не надо,
 Вам не к лицу надрыв и буффонада...

Учитесь видеть то, что между строк...
 Через намек, через оттенок взгляда
 Из семени раскручивать росток!"

Из семени раскручивать росток,
 Освобождать молекулы из плена,
 Бутоны разворачивать в цветок
 В согласии с живой структурой гена!

Непрерываем вечной жизни ток,
 Неисчислимы все ее колена,
 Пока сверкает зеленью листок,
 Не опустеют ни театр, ни сцена!..

От росного нектара — к меду ос,
 Трава — из тлена, ставшего золою,
 Взлетает птица вслед за стрекозою...—

Идет процесс... и цельно, и вразброс,
Сквозь бездну лет, сквозь мрак палеозоя,
Сквозь непрерывный ряд метаморфоз!

9

Сквозь непрерывный ряд метаморфоз
Бежит вода, по камушкам стекая,
Вот — Поле Счастья, вот — Долина Грез
Вот — Лес Беды шумит, не умолкая...

По тем полям, где ты ребенком рос,
По тем цветам, что ты дарил, пылая,
Твоя душа, навечно молодая,
Бежит рекой в раскатах летних гроз...

Течет река по Памяти, по Лету,
Звенит струя, на солнышке резвясь,
И этих звонов трепетная вязь

Охватывает кружевом планету —
Держать времен живительную связь,
Передавать живую эстафету!..

10

Передавать живую эстафету
От солнца к солнцу, от звезды к звезде,
С блуждающей кометы — на планету,
Одну, вторую... далее — везде!

Везде, везде по черно-белу свету,
В любой случайно взрытой борозде,
Не тесно васильку и резеде,
Как белый стих — не конкурент сонету!

Повсюду жизнь... в цвету или без цвету...
И борозда повсюду глубока;
Равно животворящая рука

Нужна и садоводу, и поэту,
Один закон для рифмы и цветка —
Из темноты вытягиваться к свету!

11

Из темноты вытягиваться к свету,
Вгрызаться корнем в камень, почву, дно,
Чеканить плод, как звонкую монету,
Гнать по стволам зеленое вино!

Могучих хромосом веретено
Разматывает новую кассету,
Находит шифры к высшему секрету —
К Науке, что с Искусством заодно!..

И вновь встает из вечности вопрос
О первенстве Материи и Духа,
И Мистика --- кулисная старуха ---

”Проекты века” подает всерьез:
Ловить нейтрино сеточкой из пуха,
Наполнить Космос ароматом роз!..

12

Наполнить космос ароматом роз?..
Смешные романтические сказки!
Безумны расстояния до звезд,
Безжизненны космические ласки...

Озвучить бездну шорохом берез,
Веселым гиком половецкой пляски?
Всё это — блажи театральных ”гёльз”,
Романов фантастических завязки...

Как чудеса описывать поэту?
Как логике идти наперерез?..
Но жизнь, сама, есть чудо из чудес,

Его прекрасней не было и нету:
Сумел же Бог среди пустых небес
В родильный дом преобразить планету!

13

В родильный дом преобразить планету,
Открытую на кончике пера...
Зачем ей зря кружить по белу свету?
Пусть и на ней резвится детвора!..

И мы загрузим в мощную ракету,
Подобно Ною, всякого добра
И живности (от льва до комара!)
Всё — точно по библейскому сюжету!

...И долгим будет наш анабиоз,
Века пройдут, пока в созвездье Лиры,
Очнувшись, не услышим мы в эфире:

” Везите-ка обратно свой обзор!
У нас свои есть данты и шекспиры,
Давно решен за Гамлета вопрос!..”

14

Давно решен за Гамлета вопрос —
Стыд собачонкой мается за дверью...
Но режиссер опять идет вразнос,
Наперекор всеобщему поверью —

Он будто бы не с нами вместе рос,
Другому поклонялся Богу-Зверю?..
Классическое, дерзкое "не верю!",
Наивный взгляд и сердце — без заноз!..

— На эту роль я только Вас назначу,
Он говорит, — ловите звездный час!..
Здесь — фокус пьесы, весь ее заквас!..

Мы победим... Осилим сверхзадачу!..
Продолжим репетицию сейчас —
Нам Время не отсчитывает сдачу!

15

(магистрал)

Нам Время не отсчитывает сдачу,
Летит во мгле, бессмертное, как Бог,
В прямой эфир пускает передачу —
Божественной Комедии Пролог!

Земля читает первый монолог,
Включенный в мизансцену наудачу;
Жизнь — режиссер, постигший сверхзадачу:
Из семени раскручивать росток!

Сквозь непрерывный ряд метаморфоз
Передавать живую эстафету,
Из темноты вытягиваться к свету,

Наполнить космос ароматом роз,
В родильный дом преобразить планету —
Давно решен за Гамлета вопрос!

15.07.1996

Константин Владиславович Холшевников

Родился в 1939 году. Окончил математико-механический факультет Ленинградского госуниверситета. Доктор физико-математических наук. Заведующий кафедрой небесной механики Санкт-Петербургского университета. Председатель Головного совета по астрономии Министерства образования РФ.

★ ★ ★

Медной Горы Хозяйке

Опять колеса звучат в такт
(Минуты ли, дни, часы?),
Меня погружая в светлый мрак,
Где с логикой мысль не сойдется никак,
Как с полднем — капли росы.
Опять ты здесь — у окна, за окном,
В воздухе надо мной.
Пропала Земля — ускакала конем,
В мире нас двое — чудесный бином,
Да еще только звезды с Луной.
Колеса, крутитесь, стучите в лад,
Пусть длится сказки яд! —
Словно в лучшей среди шотландских баллад
Душа твоя сбросит лат булат,
Ты придешь, единственная из наград ...
Очнитесь! Уже Ленинград!

★ ★ ★

Коуровке

Вновь меня ловят знакомые сети
Школы Зимней под знаком Исети!
Убрана льдом голубым Чусовая,
Ночью не спится — словно сова я.
Здесь я любил — и не только науку,
Переживал, как муку, разлуку,
След свой оставил — след диплодока,
Против ли, или по воле рока?
Но времени лапе кошачьей не спится,
Видна колесá последняя спица!
Пусть так, но Школе — расти на планете,
И, значит, не зря мы жили на свете!

Содержание

Программа конференции	4
Обзорные лекции	12
Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю. Динамика околоземных астероидов	12
Дудоров А.Е., Жилкин А.Г. Астрофизические автомодельные течения	23
Миронов А.В. Триумф и уроки космического эксперимента HIPPARCOS	24
Мусцовой В.В. Влияние высвечивания на неустойчивые моды струйных выбросов из активных ядер галактик	25
Сергеев А.В. Астрономические комплексы на пике Терскол	37
Смирнов М.А., Рыхлова Л.В. Оптическая интерферометрия — новые возможности в познании Вселенной	38
Соболев А.М. Молекулярные мазеры и межзвездные ударные волны	40
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Новые магнитостатические решения и вспышечная модель Альвена—Карлквиستا	41
Холшевников К.В. Устойчивость слабозмущенных гравитирующих систем	42
Хоперсков А.В. Структура плоских галактик. Численное моделирование	48
Чурюмов К.И. Теория крупномасштабных структур плазменных хвостов комет	59
Шустов Б.М., Вибе Д.З. Модель галактической эволюции	71
Bisnovaty-Kogan G.S. Magnetic fields of neutron stars: pulsars, X-ray sources and "magnetars"	85
Тезисы студенческих докладов	86
Беляева Т.Ю. МГД α -модель аккреционных дисков	86
Варьяс А.Ю., Рябова Г.О. Математическое моделирование влияния вращения родительского тела и анизотропии выброса на структуру метеорного потока	87
Гигинейшвили С.В. Коллапс магнитных вращающихся межзвездных облаков	88
Госьков Г.М. Оценки масс объектов, связанных с "линейными" мазерами метанола II класса	89
Дроздова Д.Н. Неинерциальная система отсчета двойных нейтронных звезд	90
Дубкова Д.Н. Моделирование кривых межзвездного поглощения с учетом распространенностей химических элементов в космосе	90
Кожёвникова А.В. Автоматизированное построение кривой блеска затменной СМ Дракона	91
Кузнецов Е.В., Шапиро А.И. Планета звезды HD 209458 и ее возможные спутники	92
Малеев В.М. Определение высоты радиоисточника над поверхностью Солнца	92
Островский А.Б. Влияние пылевого окружения на накачку метанольных мазеров II класса	93

Рубинов А.В. Изменения орбитальных периодов двойных пульсаров под влиянием эффекта гравитационного поля Галактики	94
Ситникова А.А., Никитинова Ю.А., Ожгибесов А.Е. Временные изменения напряженности магнитного поля в солнечных пятнах	95
Тартаковский М.М. Моделирование коллапса и фрагментации межзвездных молекулярных облаков	96
Титаренко В.П. Численное моделирование общей задачи N тел в системе компьютерной алгебры <i>Mathematica</i>	97
Хаметшин Ф.А., Алексеев А.Л. Современные технологии и методы установления административных границ субъектов РФ	98
Чернова А.В., Филиппова Л. Определение $\log g$ у звезд солнечного типа методом ионизационного равновесия	99
Чуланова К.А. О механизме образования баров в несимметричном потенциале	100
Тезисы кратких сообщений и стендовых докладов 101	
Багров А.В., Миляева Л.В. Метеорная астрономия XXI века	101
Барков М.В. Тепловая эволюция объекта Торна—Житковой	102
Бахтигараев Н.С. Наблюдения ИСЗ на Звенигородской обсерватории Института астрономии РАН	103
Баязитов У.Ш., Галиев А.К. Содержание железа у Солнца, Веги, Арктур и Проциона	104
Березан М.С. Оптические толщины в линиях ионизованного кальция H и K CaII, измеренные во фрагментах протуберанцев с большими лучевыми скоростями	105
Бондаренко И.И., Перевозкина Е.Л. Потеря вещества в контактных двойных системах ранних спектральных классов	106
Будницкий А.В., Хайдукова Д.М. Представление графической информации дистанционного зондирования из космоса в растровом виде	107
Быков О.П. К двухсотлетию открытия первой малой планеты	108
Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю. Прикладная программная система для моделирования движения астероидов	109
Василевский А.Е., Лукьянчикова Н.А. Пространственное распределение рассеянных звездных скоплений в окрестностях Солнца	110
Вибе Д.З., Ватсон У.Д. Поляризация света звезд в плотных межзвездных облаках	111
Воронков М.А. Предварительные результаты наблюдений ОН мазера W48 с космической РСДБ	112
Дудоров А.Е., Жилкин А.Г., Лазарева Н.Ю. Генерация струйных течений в окрестности молодых звездных объектов нулевого класса возраста	113
Горда С.Ю. Полная кривая блеска SZ Cam (ADS 2984B)	114
Греб А.В., Кузнецов Э.Д. О новом методе разложения возмущающей функции	115
Дремова Г.Н., Свечников М.А. Статистические исследования эволюционного родства тесных двойных звезд типов РГП, \sim KW, KW и KP	116

Железнов Н.Б. Исследование двойственности астероида 1996 FG ₃	117
Захарова П.Е., Кузнецов Э.Д., Колесников В.И., Никульников Ю.В. Наблюдения геостационарных спутников на оптико-электронном комплексе АО УрГУ в 1999 г.	118
Захарова П.Е., Локтин А.В. Функции светимости звезд рассеянных скоплений	119
Ибрагимов А.А. Определение параметров сверхмягких рентгеновских источников с помощью высокотемпературных ЛТР-моделей атмосфер	120
Калинин А.А. Влияние вращения и расширения на интенсивности линий ионизованного кальция в цилиндрических протуберанцах	121
Орлов С.А. Изучение характеристик совместного движения двух ИСЗ	121
Ковалев Ю.Ю. Метод РСДБ во внегалактической астрономии	122
Комарова Н.О. О значении скоростей изменения координат астероидов при их отождествлении и вычислении эфемерид	124
Лямова Г.В. Быстрые повороты солнечных пятен и их возможная связь с быстрыми изменениями магнитного поля	125
Малышев А.В., Соболев А.М., Эллингсен С.П. Мазерные линии метанола в G339.88-1.26	126
Малышева Л.К., Малышев А.И. Образование каналов истечения и сетевых долин на Марсе	127
Салий С.В., Калинина Н.Д., Соболев А.М. Молекулярные ядра NGC 6334I и NGC 6334I(N)	128
Свечников М.А., Суркова Л.П. Каталог фотометрических, геометрических и абсолютных элементов полураздельных затменных двойных систем с известными спектроскопическими орбитами	129
Смирнов М.А., Барабанов С.И. Наблюдения крупных тел в метеорных потоках	130
Степанов К.Е. Ионизационно-тепловая неустойчивость в замагниченных межзвездных облаках	131
Суркова Л.П. Электрофотометрия активных двойных U Цефея и RZ Кассиопеи вблизи минимумов блеска	132
Тараканов П.А. Фрактальная размерность распределения гамма-всплесков на небесной сфере	133
Угольников О.С., Курт В.Г. Поиск возможного мезолинзирования космических гамма-всплесков	134
Чурюмов К.И. Наблюдение солнечной короны и ее структуры 11 августа 1999 г.	135
Шукстова З.Н., Левитская Т.И. Астрометрическое исследование звезд в области P3C NGC6823	137
Поэтические страницы	138
М.А.Воронков	139
Т.И.Левитская	140
А.А.Соловьев	141
К.В.Холшевников	148

Физика Космоса

Труды 29-й международной
студенческой научной конференции
31 января -- 4 февраля 2000 г.

Печатается при финансовой поддержке
Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интегра-
ции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы"
и Российского фонда фундаментальных исследований

Редактор М.А.Овечкина
Оригинал-макет подготовили Э.Д.Кузнецов
С.В.Салий

ИР №020257 от 22.11.96

Подписано в печать 24.01.00. Формат 60 × 84 1/16. Бумага для множи-
тельных аппаратов. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 9,0. Усл. печ. л. 9,7.
Тираж 150 экз. Заказ 19.

Уральский государственный университет им. А.М.Горького.
Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

ООО "ИРА УТК". 620219, Екатеринбург, ул. К.Либкнехта, 42.